PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 24. 15. Dezember 1919. 20. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 2 am 31. Dezember 1919.

INHALT:

Originalmitteilungen:

E. Freundlich, Über die Gravitationsverschiebung der Spektrallinien bei Fixsternen. S. 561.

J. Eggert, Über den Dissoziationszustand der Fixsterngase. S. 570.

C. Mainka, Emergenzwinkel von Erdbebenstrahlen und Poissonsche Konstante in der obersten Erdschicht. S. 574.

D. Coster, Über die Schaltungsweisen des Audions. S. 579.

Besprechungen:

O. Knoblauch u. K. Hencky, Anleitung zu genauen technischen Temperaturmessungen mit Flüssigkeits- und elektrischen Thermometern. S. 584.

A. Föppl, Vorlesungen über technische Mechanik. S. 584.

F. Poske u. R. v. Hanstein, Der naturwissenschaftliche Unterricht an den höheren Schulen. S. 584.

H. Hartenstein, Dr. K. Sumpfs Schulphysik. S. 585.

Personalien. S. 585.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1919 20. S. 585.

Angebote. S. 588.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Gravitationsverschiebung der Spektrallinien bei Fixsternen.

II. Mitteilung.

Von Erwin Freundlich.

In einer gleich betitelten Arbeit[1]) hatte ich früher gezeigt, daß es möglich ist, auf Grund einer statistischen Überlegung den Durchschnittswert für die von der allgemeinen Relativitätstheorie geforderte Gravitationsverschiebung der Spektrallinien bei größeren Sterngruppen vom eigentlichen Dopplereffekt zu trennen. Es hatte sich dabei auch ergeben, daß gewisse Sterntypen, bei denen man im voraus einen solchen Effekt erwarten mußte, denselben in der Tat ausgesprochen zeigen, so daß dieser Effekt als systematische Verfälschung der Radialgeschwindigkeiten schon vor der Aufstellung der allgemeinen Relativitätstheorie festgestellt worden war. Wenn man nun auch auf diesem Wege nicht zu einer quantitativen Prüfung der allgemeinen Relativitätstheorie gelangen kann, da wir zurzeit über die Massen und Dichten der Sterne sehr wenig wissen, kann man doch hoffen, das Wesen dieser allgemeinen Rotverschiebung bei den Spektrallinien der Fixsterne so weit zu ergründen, daß diese Untersuchungen an den Fixsternen eine eindeutige qualitative Prüfung der Relativitätstheorie zu liefern imstande sind. Einen Schritt weiter in dieser Richtung zu tun ist das Ziel der folgenden Überlegungen; doch soll vorher der wesentliche Inhalt der ersten Mitteilung nochmals hier kurz dargelegt werden.

Ist an der Oberfläche eines Sternes das Potential des Gravitationsfeldes von dem an der Oberfläche der Sonne wesentlich verschieden, so müßten die Spektrallinien im Spektrum dieses Sternes gegenüber denjenigen im Sonnenspektrum um einen Betrag verschoben sein, der proportional dem Potentialgefälle zwischen Stern und Sonne und proportional der Wellenlänge ist. Eine solche Linienverschiebung läßt sich jedoch bei einem einzelnen Stern nicht ohne weiteres von dem Dopplereffekt trennen, den die Spektrallinien wegen der Radialgeschwindigkeit des Sternes relativ zum Beobachter aufweisen. Die Gravitationsverschiebung würde aber, falls man es mit einer großen Zahl über den Himmel gleichförmig verteilter Sterne ungefähr gleicher Masse zu tun hat, deren Radialgeschwindigkeiten systematisch verfälschen. Denn wenn das Gravitationspotential auf der Oberfläche dieser Sterne durchweg niedriger ist als auf der Sonne, so offenbart sich der von der Relativitätstheorie vermutete Gravitationseffekt als eine Rotverschiebung der Linien, d. h. als eine Verschiebung nach dem roten Ende des Spektrums, und der Beobachter, der bisher jede Linienverschiebung als einen kinematischen Dopplereffekt anzusprechen gewohnt war, käme zu folgendem Ergebnis. Statt daß, wie zu erwarten wäre, sich die Radialgeschwindigkeiten dieser Sterne nach dem Zufallsgesetz um den Wert Null gruppieren, so daß also die Häufigkeitskurve der Radialgeschwindigkeiten sich durch eine Gaußsche Fehlerkurve darstellen läßt, würden sich die Radialgeschwindigkeiten, wegen der über die Dopplereffekte gelagerten allgemeinen Rotverschiebung der Spektren, symmetrisch um diejenige positive Geschwindigkeit gruppieren, die als Dopplereffekt diese Rotverschiebung hervorrufen würde. Die Häufigkeitskurve der Radialgeschwindigkeiten wäre eine Fehlerkurve, die um den Betrag dieser positiven Geschwindigkeit verschoben wäre. Diese Erscheinung ist nun in der Tat bei den Sternen gewisser Spektraltypen unzweideutig vorhanden, und zwar bei den *B*-Sternen, den weißen, sog. Heliumsternen, von welchen man auf Grund anderer Beobachtungen immer an-

1) Diese Ztschr. 16, 115, 1915; Astr. Nachr. 202, Nr. 4826.

nahm, daß sie besonders massig sind, und ferner bei den absolut hellen *K*- und *M*-Sternen; es sind dies Sterne, deren Oberflächenhelligkeit ihrem Spektrum gemäß niedrig ist, die jedoch trotz ihrer nachweislich sehr großen Entfernung, sehr hell sind — ich nenne nur α-Bootis (Arktur), α-Orionis —, so daß wir ihnen riesige Oberflächen zusprechen müssen. Nennen wir die mittlere allgemeine Rotverschiebung, die sich bei diesen Sterntypen hat nachweisen lassen, *K*, so ist[1])

für die *B*-Sterne: $K = +4{,}3$ km $\pm 0{,}5$
„ „ *K*-Sterne: $K = +3{,}5$ km $\pm 0{,}9$
„ „ *M*-Sterne: $K = +5{,}3$ km $\pm 2{,}3$.

Zur Erklärung dieser allgemeinen Rotverschiebung kämen prinzipiell folgende Annahmen in Frage:

1. Man kann sie als einen gewöhnlichen Dopplereffekt auffassen, der besagen würde, daß die Sterne vom *B*-, *K*- und *M*-Typus einer allgemeinen Expansion unterliegen, die sich bei den sonnenähnlichen Sternen vom *F*- und *G*-Typ (gelbe Sterne) nicht offenbart und ebenso auch nicht bei den *A*-Sternen, weißen Sternen, die dem Spektraltyp nach zwischen den *B*- und *F*-Sternen stehen. Da die *B*-Sterne und die absolut hellen *K*- und *M*-Sterne überhaupt eine exzeptionelle Rolle am Himmel spielen und mit der näheren Umgebung der Sonne, die hauptsächlich aus *A*-, *F*- und *G*-Sternen besteht, anscheinend nicht zusammenhängen, so müßte man diese Expansion als kosmogonische Erscheinung auffassen; diese Auffassung ist in der Tat verschiedentlich vertreten worden.

2. Man kann als Ursache dieser allgemeinen Rotverschiebung der Spektrallinien Druckeffekte an den Oberflächen dieser Sterne ansprechen oder aber möglicherweise an den roten Kanten der Linien anliegende nahe Begleiter, die bei den zum Vergleich benutzten Sonnenlinien nicht oder viel schwächer auftreten. Dieser zweite Erklärungsversuch hat noch keine Stütze gefunden, er ist in Wirklichkeit nur der Not entsprungen, überhaupt eine Erklärungsmöglichkeit für diese rätselhafte Rotverschiebung bei den Spektrallinien verschiedener Sterntypen zu finden. Immerhin bedarf diese Seite des Problems noch einer sorgfältigen Untersuchung, die zurzeit in Vorbereitung ist.

3. Die dritte Erklärung für die allgemeine Rotverschiebung der Spektrallinien war die in der ersten Mitteilung vertretene Hypothese, daß sich in dieser Linienverschiebung die von der allgemeinen Relativitätstheorie geforderte Gravitationsverschiebung der Spektrallinien offenbart.

Es ist nun möglich, wenigstens für die *B*-Sterne nachzuweisen, daß die erste der drei Erklärungsmöglichkeiten so gut wie sicher nicht in Frage kommt. Dadurch fällt der gefährlichste Einwand gegen die unter 3. aufgestellte Hypothese. Denn da vorerst alles dafür spricht, daß sowohl bei den *B*-Sternen als auch den *K*- und *M*-Sternen die beobachtete allgemeine Rotverschiebung der Spektrallinien gleichen Ursprungs ist, aber bei den *B*-Sternen in erster Linie die Heliumlinien bei den Messungen benutzt werden, während bei den roten *K*- und *M*-Sternen ganz andere Linien auftreten und gemessen werden, so ist die Wahrscheinlichkeit außerordentlich klein, daß bei all diesen Linien nahe Begleiter oder Druckeffekte im gleichen Sinne wirken sollten.

Der Nachweis, daß es sich bei der Größe *K* um keinen Dopplereffekt handeln kann, ist natürlich nur möglich, wenn man bei Fixsternen den Dopplereffekt der Radialgeschwindigkeiten für sich zu bestimmen vermag. Für die Gesamtheit der *B*-Sterne, auf die sich die statistische Methode stützt, ist das nun nicht möglich. Denken wir uns aber den Fall, daß ein einzelner *B*-Stern oder eine Gruppe derselben sich in einem weit ausgedehnten Nebel befindet, der an der Bewegung dieser Sterngruppe teilnimmt. Dann wird man die Radialgeschwindigkeit dieser Sterngruppe auch aus dem Dopplereffekt der Linien im Nebelspektrum ableiten können. Und da das Licht des Nebels den weiten interstellaren Räumen entspringt — man kann natürlich immer voraussetzen, daß der lineare Abstand der Sterne einer solchen Gruppe außerordentlich groß ist, wenn wir die einzelnen Sterne zu trennen vermögen —, so kann man annehmen, daß die an den Nebellinien beobachteten Dopplereffekte durch den vermuteten Gravitationseffekt nicht verfälscht sind. Lagert sich aber über die Dopplereffekte der Sterne eine Rotverschiebung der Linien, hervorgerufen durch die Gravitationsfelder an ihren Oberflächen, so müßten die Sternspektren eine allgemeine Rotverschiebung gegenüber dem Nebelspektrum aufweisen. Diese Erscheinung hat sich nun bei dem einzigen Falle dieser Art, den wir bisher am Himmel beobachten können, unzweifelhaft feststellen lassen und soll im folgenden eingehender diskutiert werden.

Die Radialgeschwindigkeiten der Sterne der Orion-Nebelgruppe.

Im Sternbild des Orions findet sich eine Gruppe außerordentlich heller Heliumsterne,

1) Diese Werte sind einer neueren Untersuchung von W. Gyllenberg, Medd. Lund Obs., Ser. II, Nr. 13, 1915, entnommen und unterscheiden sich nur wenig von den ursprünglich von Campbell, Lick Obs. Bull., Nr. 195, 196, abgeleiteten Werten, die ich in der ersten Mitteilung heranzog.

Tabelle I.

*	α_{1900}	δ_{1900}	h	Sp	μ_α	μ_δ	ϱ_δ	ϱ_0	$\varrho_0 - \varrho_N$	Autorität
	m		m				km	km	km	
τ Orionis	$5^h 12{,}8$	$-6^0 57'$	3,7	B_3	$-0^s{,}0011$	$-0''{,}007$	+20,8	+ 2,8	+ 3,5	A. J. 25, S. 64.
ο „	16,7	−0 29	4,6	B_2	−0 ,0003	− 3	+10,7	+11,4	L. O. B. 195.	
Boss 1295	18,6	−0 15	5,8	B_2	− 10	− 1	+22,4	+ 5,4	+ 6,1	Mt. W. C. 105.
η Orionis	19,4	−2 29	3,4	B_1	+ 4	+ 1	+35,5	+17,9	+18,6	L. O B. 195.
ψ „	21,6	+3 0	4,7	B_2	− 3	− 13	+12,0	− 4,7	− 4,0	L. O. B. 195.
Boss 1332	26,0	+3 13	5,6	B_3	+ 4	− 7	+21,6	+ 5,2	+ 5,9	Mt. W. C. 105.
δ Orionis	26,9	−0 22	2,5	B_0	+ 1	− 3	+23,1	+ 5,7	+ 6,4	L. O. B. 195.
36 „	27,1	−7 23	4,6	B_0	+ 2	− 12	+17,0	− 1,5	− 0,8	L. O. B. 195.
Bond 640	30,4	−5 27	6,8	Oe_5	− −	−	+20,0	+ 2,4	+ 3,1	A. J. 19, 355.
Bond 619	30,4	−5 27		B_2	−	−	−	−	−	A. J. 19, 355.
Θ Orionis	30,4	−5 27	5,4	Oe_5	+ 2	+ 4	+19,0	+ 1,4	+ 2,1	L. O. B. 211.
ε „	30,4	−4 54	4,6	B_3	+ 1	− 2	−	−	−	−
ι „	31	−5 59	2,9	Oe_5	+ 2	− 4	+21,5	+ 3,5	+ 4,2	A. J. 32.
ξ „	31,1	−1 16	1,8	B_0	0	− 2	+24,5	+ 6,9	+ 7,6	L. O. B. 195.
A. G. C. 6471	30,1	−6 5	4,7	B_1	+ 2	+ 6	+29,0	+10,7	+11,4	L. O. B. 195.
ξ Orionis	35,7	−2 0	2,0	B_0	+ 5	− 7	+18,3	+ 0,6	+ 1,3	L. O. B. 195.
A. G. C. 6616	35,8	−1 11	5,0	B_3	− 8	− 8	+26,1	+ 8,5	+ 9,2	L. O. B. 195.
									+ 6,0 km ± 1 km	

A. J. = Astrophys. Journ. L. O. B. = Lick Observatory Bulletin. Mt. W. C. = Mt. Wilson Contribution.

die sich im Raume parallel zueinander bewegen und unzweifelhaft sowohl miteinander als auch mit dem sie umgebenden Nebel eine Einheit bilden. Das lehrt nicht allein der Augenschein, sondern ist schon öfters das Objekt besonderer Untersuchungen gewesen, die durchweg zu dem Resultat gelangt sind, daß zwischen den *B*-Sternen im Orionnebel und dem Orionnebel selbst ein organischer Zusammenhang besteht. Als Mitglieder dieser sog. Orion-Nebelgruppe betrachtet Kapteyn[1]) in einer besonderen Untersuchung über die Parallaxe dieser Sterngruppe alle *B*-Sterne zwischen den Grenzen:

$$1900{,}0 \begin{cases} \text{Rektaszension } 5^h 13^m \text{ bis } 5^h 40^m \\ \text{Deklination } \quad -9^0 \text{ bis } +5^0. \end{cases}$$

In der Tabelle I[2]) sind die Sterne dieser Gruppe eingetragen, und zwar in der 1. Kolonne der Name des Sternes, in der 2. und 3. Kolonne die Koordinaten, in der 4. die Helligkeit, in der 5. das Spektrum. Wie man sieht, sind bis auf drei Sterne alle vom *B*-Typ, also weiße Sterne höchster Oberflächentemperatur, in deren Spektren die Heliumlinien die wesentlichste Rolle spielen. Die drei übrigen Sterne sind vom Spektraltyp Oe_5, d. h. dem Spektrum nach den Heliumsternen nahe verwandt, aber durch das Auftreten heller Linien neben den Absorptionslinien ausgezeichnet. In der 6. und 7. Kolonne folgen die Eigenbewegungen in Rektaszension und Deklination; in der 8. Kolonne die gemessene Linienverschiebung ϱ_δ als Dopplereffekt interpretiert, also nach Kilometern gerechnet, alsdann die von der Sonnenbewegung befreite Linienverschiebung ϱ_0 und schließlich in der 10. Kolonne die Differenz: Sternspektrum minus Nebelspektrum, auf die es uns hier besonders ankommt.

Zu der obigen Tabelle sei noch folgendes bemerkt. Die sphärischen Eigenbewegungen der Sterne μ_α und μ_δ sind dem Preliminary-General-Catalog von Boss entnommen. Die von der Bewegung des Sonnensystems befreiten Linienverschiebungen ϱ_0 sind nach der Formel berechnet

$$\varrho_0 = \varrho_\delta - V \cos \lambda$$

in welcher $V = 20{,}2$ km die Geschwindigkeit des Sonnensystems relativ zum Schwerpunkt des Systems der *B*-Sterne ist, wie sie aus der 3. Ausgleichung von W. W. Campbell zur Bestimmung des Apex der Sonnenbewegung[1])

1) Astrophys. Journ. **47**, Heft 2, 1918.

2) Die übrigen in der betrachteten Himmelsgegend liegenden Sterne, für welche Messungen der Radialgeschwindigkeiten vorliegen, sind:

	Hell.	Sp	ϱ_δ
	m		
ε Orionis	4,2	K	−17,8 km
31 Orionis	5,0	K_5	+ 9,6
Φ_2 Orionis	4,4	K	+99,4
α Orionis	0,9	M_a	+21,0

Wie man sieht, nehmen bei diesen Sternen die ϱ_δ ganz andere Werte an, als bei den *B*-Sternen, der Orion-Nebelgruppe. Nur α Orionis, ein ausgesprochener „Gigant" unter den roten Sternen, die auch den Gravitationseffekt deutlich zeigen, scheint dem Werte von ϱ_δ nach zu urteilen, zu den Sternen der Orion-Nebelgruppe zu gehören. Eine solche auffallende engere Beziehung zwischen absolut hellen roten Sternen und hellen Heliumsternen zeigt sich mehrfach am Himmel und hat vielleicht eine noch unbekannte tiefere Bedeutung. α Orionis offenbart auch eine deutliche Rotverschiebung gegenüber dem Nebel.

1) Lick. Obs. Bull., Nr. 195.

folgt; λ bedeutet den Winkelabstand des Sternes vom Apex der Sonnenbewegung, für dessen Koordinaten die Werte: $\alpha = 270^0$, $\delta = +30^0$ angenommen wurden.

Die Radialgeschwindigkeit des Orionnebels.

Die Radialgeschwindigkeit des Orionnebels ist verschiedentlich gemessen worden[1]). Keeler fand aus visuellen Messungen $\varrho^N = +17{,}7$ km, Wright auf photographischem Wege $+16{,}2$ km, Vogel und Eberhard $+17{,}4$ km, Frost und Adams $+18{,}5$ km. Im Mittel liefern diese Messungen $\varrho_N = 17{,}4$ km, einen Wert, der wohl nicht um mehr als 1 km unsicher sein dürfte und der sich auf die hellste Partie des Nebels im sog. Trapez bezieht. Neuerdings haben Buisson, Fabry und Bourget[2]) nach der Interferenzmethode die Radialgeschwindigkeit des Nebels im Orion an verschiedenen Stellen gemessen. Sie erhalten für die Gegend im Trapez $\varrho_N = +15{,}8$ km. Die Berücksichtigung dieses Wertes würde das obige Mittel um 0,3 km herabdrücken. Für andere Partien des Nebels kommen wesentlich andere Werte heraus, verursacht durch innere Bewegungen der Nebelmaterie. Doch liegen z. B. die Werte, die kürzlich Frost[3]) veröffentlicht hat und die mit den Messungen von Buisson, Fabry und Bourget gut übereinstimmen, für acht verschiedene Partien des Nebels sämtlich dem Betrage nach unterhalb von 20 km, während die Werte ϱ_δ für die Sterne fast ohne Ausnahme darüber liegen, durchaus im Sinne einer Rotverschiebung der Sternspektren gegenüber dem Nebelspektrum. Für diejenige Gegend des Nebels, welche die geringsten inneren Bewegungen offenbart, finden Buisson, Fabry und Bourget als Radialgeschwindigkeit $\varrho_N = +17{,}6$ km. Man wird darum mit großer Wahrscheinlichkeit als Radialgeschwindigkeit des ganzen Systems von Nebel und Sternen den Wert $\varrho_N = +17{,}5$ km zu nehmen haben, der wahre Wert wird vermutlich höchstens kleiner sein. Bringt man die Bewegung des Sonnensystems in Abzug, so resultiert als endgültiger Wert für die gesuchte Radialgeschwindigkeit des Orionsystems der Wert

$$\varrho_N = -0{,}7 \text{ km}.$$

Die Rotverschiebung der Sternspektren gegenüber dem Nebelspektrum.

Bildet man die Differenz $\varrho_0 - \varrho_N$ für jeden Stern, so ist diese, wie die 10. Kolonne in Tabelle I zeigt, bei allen Mitgliedern der Gruppe mit Ausnahme von zweien positiv, d. h. es offenbart sich eine ausgesprochene Rotverschiebung der Sternspektren gegenüber dem Nebelspektrum. Da wir annehmen müssen, daß die Linienverschiebungen im Nebelspektrum durch einen Gravitationseffekt nicht verfälscht sind, da das Licht des Nebels den sehr schwachen Feldern in den Zwischenräumen zwischen den Sternen entspringt, so entspricht die so abgeleitete Rotverschiebung bei den Sternen durchaus ihrem Wesen nach dem Wert K, der zu Anfang und in der ersten Mitteilung statistisch für alle B-Sterne gefunden worden war. Als mittleren Betrag dieser Rotverschiebung findet man: $K = +6{,}0 \text{ km} \pm 1 \text{ km}$, einen etwas größeren Wert als den statistisch gefundenen Wert $K = +4{,}3$ km. Zu diesem Mittelwert für die Orion-Nebelgruppe ist noch folgendes zu bemerken. Wie schon erwähnt wurde, liefern 2 Sterne, nämlich ψ und 36 Orionis, keine Rotverschiebung, sondern im Gegenteil eine Violettverschiebung. Dieses Herausfallen beider Sterne könnte seinen Grund darin haben, daß die bei ihnen beobachteten Radialgeschwindigkeiten ϱ_δ noch fehlerhaft sind. Da bei den B-Sternen ein sehr hoher Prozentsatz von spektroskopischen Doppelsternen auftritt, anscheinend über 50 Proz., so können die gemessenen Linienverschiebungen noch durch Bahnbewegungen verfälscht sein. Wahrscheinlicher ist aber, daß diese beiden Sterne nicht zur engeren Gruppe der Orion-Nebelgruppe gehören, sondern nur in dieses Gebiet der Sphäre projiziert sind. Dafür spricht folgender Umstand. Wie die 6. und 7. Kolonne lehren, sind die sphärischen Eigenbewegungen der Sterne durchweg sehr klein, in Deklination ausnahmslos kleiner als $0{,}''01$ pro Jahr, also kaum nachweisbar. Die beiden Sterne ψ und 36 Orionis sind die einzigen unter allen 15 Sternen, bei denen $\mu_\delta > 0{,}''01$ ist. Sie gehören also möglicherweise nicht zur engeren Orion-Nebelgruppe; dafür spricht ja auch, daß bei ihnen die beobachteten Radialgeschwindigkeiten merklich von dem Mittel der anderen abweichen. Ich habe sie deshalb aus der Mittelbildung ausgeschlossen. Dasselbe geschah mit dem Stern η-Orionis, der nach der anderen Seite herausfällt. η-Orionis ist ein spektroskopischer Doppelstern von anscheinend außerordentlich großer Masse; an sich könnte also diese viel stärker ausgesprochene Rotverschiebung durchaus reell sein. Das Studium der spektroskopischen Bahn hat für beide Komponenten die Werte geliefert

$$m_1 \sin^3 i = 11{,}2\, m_\odot$$
$$m_2 \sin^3 i = 10{,}6\, m_\odot;$$

1) Siehe W. W. Campbell, „Stellar Motions", 1913, S. 111.
2) Astrophys. Journ. 40, S. 241.
3) Pop. Astr. 23, 485, 1915.

hierbei bedeutet m_1 die Masse der einen Komponente, m_2 die der zweiten und $m_\odot$ die der Sonne; i die Neigung der Bahnebene zur Visionslinie, die aus der spektroskopisch gewonnenen Bahn nicht für sich berechnet werden kann, sondern nur in obiger Verbindung auftritt. Aber die Messungen sind bei diesem System noch mit großer Unsicherheit behaftet, da dasselbe möglicherweise nicht nur aus 2, sondern 3 bis 4 Komponenten besteht, und der Wert 18,6 km für die Rotverschiebung ist noch vielleicht um über 10 km unsicher. Schließt man diese drei Systeme aus, so erhält man als mittleren Betrag der Rotverschiebung den Wert $K = +6{,}0$ km ± 1 km, ohne Ausschluß derselben findet man $K = +5{,}7$ km.

Dieser Wert für K ist merklich größer als der statistisch gefundene $K = +4{,}3$ km; doch ist der mittlere Fehler noch sehr groß, so daß diese Differenz wahrscheinlich nur durch die Unsicherheit der Einzelwerte bedingt ist. Es ist aber auch möglich, daß der Gravitationseffekt bei den Sternen der Orion-Nebelgruppe wirklich größer ist als im Mittel für alle B-Sterne. Eine Begründung dieser Vermutung werde ich später im Anschluß an Überlegungen zur Eddingtonschen Theorie des Strahlungsgleichgewichts der Sterne geben.

Jedenfalls folgt aus den vorangehenden Überlegungen mit ziemlicher Gewißheit, daß der für alle B-Sterne gefundene Wert für die allgemeine Rotverschiebung der Spektrallinien kein Dopplereffekt ist, also nicht die Folge einer allgemeinen Expansion des Systems sein kann. Vielmehr muß er seinen Grund in den besonderen Bedingungen der Lichtemission auf den Oberflächen der Sterne haben, denn wir haben allen Grund anzunehmen, daß der Wert ϱ_N für den Nebel uns den reinen kinematischen Dopplereffekt des Orionsystems liefert. Natürlich kann unser Resultat vorerst nur als ein neuer qualitativer Hinweis für die Existenz einer Gravitationsverschiebung der Spektrallinien bei den B-Sternen gelten, da eine anderweitige Bestimmung des Gravitationspotentials an der Oberfläche der Sterne zurzeit noch nicht möglich ist.

Eine Anwendung der gleichen Überlegung auf ein anderes Sternsystem als die Oriongruppe scheitert vorerst noch daran, daß in allen anderen Fällen, die möglicherweise in Frage kämen, die Nebel so schwach leuchten, daß halbwegs genaue Linienverschiebungen aus ihren Spektren nicht abgeleitet werden können. Was jedoch im Zusammenhang mit der hier behandelten Frage interessiert, ist eine unzweifelhaft bestehende organische Beziehung der Heliumsterne zu den am Himmel sichtbaren Nebeln. Sie ist möglicherweise ein Beleg dafür, daß wir es bei diesen Sternen mit besonders großen Massen zu tun haben, wenn wir nämlich gewisse Folgerungen ziehen, die die Eddingtonsche Theorie des Strahlungsgleichgewichts der Sterne liefert. Da diese Überlegungen geeignet sind, den hier vertretenen Standpunkt über das Wesen der Rotverschiebung bei den B-Sternen zu stützen und da sie überdies auf einen weiteren dritten Hinweis für die Existenz einer Gravitationsverschiebung bei den Heliumsternen geführt haben, der im nachfolgenden Absatz besprochen werden soll, so möchte ich auf die wesentlichsten Gesichtspunkte dieser Eddingtonschen Theorie vom inneren Aufbau der Sterne und auf die hier besonders interessierenden Folgerungen kurz eingehen.

Einige allgemeine Betrachtungen.

Alle bisherigen Versuche, Klarheit über den inneren Aufbau der Sternmaterie und über das in ihnen herrschende Strahlungsgleichgewicht zu gewinnen, stießen auf die außerordentliche Schwierigkeit[1]), daß man für die Absorptionskoeffizienten der Sternmaterie fast absurd große Werte annehmen mußte, weil sonst ein Energiestrom aus der Oberfläche hervorbrechen müßte, den wir niemals beobachtet haben. Es ist Eddingtons Verdienst, diese Schwierigkeit im wesentlichen behoben zu haben durch den Nachweis, daß in den Grundgleichungen der bisherigen Theorien ein entscheidender Faktor vernachlässigt worden war, nämlich die Bedeutung des Strahlungsdrucks für die Energiebilanz im Innern des Sternes. Seine neue Theorie, die von Anfang an den Strahlungsdruck in Rechnung zieht, scheint sich der Wirklichkeit in den wesentlichen Zügen gut anzupassen und führt zu Folgerungen, die für die hier behandelten Fragen von großer Bedeutung sind.

Nach der Eddingtonschen Theorie ist das Gleichgewicht im Inneren eines als Gaskugel gedachten Sternes von folgenden drei Grundgesetzen beherrscht. In jedem Volumelement halten sich Gasdruck, Strahlungsdruck und Gravitationsdruck das Gleichgewicht; als Gravitationsdruck in jedem Volumelement ist das Gewicht der über ihm ruhenden Massen gemeint. Zweitens, die Zustandsgrößen des Gases erfüllen in jedem Volumen die Zustandsgleichung des idealen Gases bzw. die van der Waalssche Zustandsgleichung. Die dritte Gleichung bringt

1) Eine ausführliche Darstellung der Eddingtonschen Theorie hat kürzlich A. Kohlschütter in den „Naturwissenschaften", 7, Heft 5 und 6 gegeben.

schließlich die Energiebilanz der ausgestrahlten und absorbierten Energie für jedes Volumelement zum Ausdruck. Als Energiequelle wird ausschließlich die Kontraktionsenergie der Sternmaterie angenommen. Diese drei Differentialgleichungen lassen sich nicht streng integrieren. Die bisher abgeleiteten genäherten Lösungen liefern aber Beziehungen, welche die Verhältnisse auf der Sonne und bei Sternen, soweit wir dieselben schon kennen, gut darstellen.

Diese Theorie führt nun unter anderem auf folgende wichtige Beziehung:

$$2{,}91 \cdot 10^{-69} M^2 m^4 \beta^4 = 1 - \beta.$$

In ihr bedeutet M die Masse des Sternes, m das Atomgewicht und β eine Größe, die folgende physikalische Bedeutung hat. $1 - \beta$ mißt das Verhältnis vom Strahlungsdruck zum Gravitationsdruck; dieses Verhältnis nähert sich, wie die Gleichung lehrt, immer mehr dem Werte 1, je größer die Gesamtmasse des Sternes ist. Bei sehr großen Massenwerten muß demgemäß der Fall eintreten können, daß der Gravitationsdruck schon fast ausschließlich durch den Strahlungsdruck aufgehoben wird, und jede Zusatzkraft, z. B. das Zentrifugalfeld der Rotation, könnte dahin führen, daß der Zusammenhang der Materie kein stabiler mehr ist. Es wird in einem solchen Zustande zum Verlust von Materie kommen. Nun kann, wie die Eddingtonsche Theorie lehrt, ein Stern im Laufe seiner Entwicklung eine so hohe effektive Temperatur, d. h. Oberflächentemperatur, wie wir sie bei den *O*- und *B*-Sternen beobachten, nur erreichen, wenn diese Masse einen bestimmten Grenzwert übersteigt. Wir haben also einmal einen Hinweis dafür, daß die Massen der Sterne höchster effektiver Temperatur, das sind die *B*- und *O*-Sterne, oberhalb einer bestimmten Grenze liegen müssen, sodann als Folgerung der obigen Gleichung einen Fingerzeig, daß das Auftreten gasförmiger Materie in der Umgebung besonders großer Massen zu erwarten sein wird, wo infolge des hohen Strahlungsdrucks die Materie des Sternes sich nicht mehr in stabilem Gleichgewicht zu halten vermag. Die enge Beziehung der *O*-Sterne, in denen die hellen Nebellinien im Spektrum auftreten, und ebenso der *B*-Sterne zu nebelförmig verteilter Materie am Himmel deutet also hiernach durchaus darauf hin, daß wir es bei diesen Sternen mit besonders großen Massen zu tun haben. Möglicherweise hängt also das Auftreten des ausgedehnten Orionnebels in einer auffallenden Ansammlung heller *B*-Sterne am Himmel mit diesen Verhältnissen zusammen. Diese Auffassung würde zugleich die Einheit von Nebel und Sternen sichern und es auch verständlich machen, daß die Nebelmaterie, wie Buisson, Fabry und Bourget festgestellt haben, eine Temperatur hat, die gleich der der umgebenden Sterne ist. Denn wir müssen annehmen, daß das Ausscheiden der großen Nebelmassen erst erfolgt ist, als die effektive Temperatur der Sterne so hoch war, daß der Strahlungsdruck eine entscheidende Rolle beim Aufbau der Sternmaterie spielte. Die Tatsache, daß die Rotverschiebung der Sternlinien im Orion gegenüber den Nebellinien merklich größer herauskommt als die statistisch abgeleitete Rotverschiebung für alle *B*-Sterne, spricht also möglicherweise dafür, daß wir es im Orion mit besonders großen Sternmassen zu tun haben. Diese Überlegungen im Anschluß an die Eddingtonsche Theorie stützen also die Auffassung, daß die *B*-Sterne besonders große Massen haben und demgemäß eine ausgesprochene Gravitationsverschiebung der Spektrallinien aufweisen müßten; sie weisen ferner darauf hin, daß das Auftreten der gewaltigen Nebelmassen im Orion bei der gleichzeitig auffallend starken Ansammlung heller *B*-Sterne nicht zufälliger Natur ist, sondern ebenfalls ein Symptom dafür ist, daß in dieser Gegend besonders große Sternmassen sich verdichtet haben, die zu dem Nebel in organischer Beziehung stehen, so daß der Anschluß der Sternspektren an das Nebelspektrum, wie das im vorigen Abschnitt geschah, erlaubt ist. Diese Überlegungen haben aber auch eine weitere Hypothese ermöglicht, auf die ich im folgenden Abschnitt eingehen will, und die uns einen dritten Hinweis für die Existenz einer allgemeinen Rotverschiebung der Spektrallinien bei den Heliumsternen liefern wird.

Die Rotverschiebung der Linien von *B*-Sternen gegenüber den ruhenden Kalziumlinien.

Nach den im vorangehenden Abschnitt entwickelten allgemeinen Betrachtungen wird man erwarten müssen, daß Sterne großer Massen und hoher effektiver Temperatur häufig von feinverteilter Materie umgeben sein werden, die sich von der Hauptmasse infolge des hohen Strahlungsdrucks abgelöst hat. Diese Materie braucht nun keineswegs, wie beim Orion, sich so gewaltig auszudehnen. Im Gegenteil bedeutet gerade beim Orion die riesige Ausdehnung des Nebels eine gewisse Schwierigkeit für die Auffassung, daß diese Materie von den Sternen ausgeschieden sei. — Doch ist wohlgemerkt diese Auffassung nicht ausschlaggebend dafür, daß im Orion Nebel und Sterne

ein einheitliches System bilden, worauf es ausschließlich ankommt. — Man wird vielmehr im allgemeinen erwarten, daß sich um die in Frage kommenden Sterne weite Atmosphären legen werden. Diese Atmosphären können so ausgedehnt sein, daß die Absorptionslinien, welche sie im Sternspektrum hervorrufen, einem Gravitationsfeld entspringen, das wesentlich verschieden von dem an der Oberfläche des Sternes selbst ist. Für das Vorhandensein solcher Atmosphären sind nun in der Tat deutliche Anzeichen vorhanden. Unter den *B*-Sternen ist bekanntlich ein außerordentlich hoher Prozentsatz von spektroskopischen Doppelsternen, also von Sternen, deren Spektrallinien periodische Schwankungen um eine Mittellage ausführen. Nun bemerkte Hartmann als erster, daß im Spektrum des *B*-Sternes δ Orionis die Absorptionslinien *K* und *H* des Kalziums bei 3933,82 und 3968,63 Ångström auftreten, aber an den periodischen Schwankungen der übrigen Sternlinien nicht teilnehmen. Seitdem sind bei einer größeren Zahl von Sternen frühen Spektraltyps solche sich anormal verhaltende Kalziumlinien aufgefunden worden, die entweder anscheinend völlig ruhen, oder aber Schwankungen geringerer Amplitude ausführen als die eigentlichen Sternlinien. Bei der hervorragenden Rolle, welche das Kalzium in den äußersten Schichten der Sonnenatmosphäre spielt und auf Grund der im vorangehenden Abschnitt entwickelten Gesichtspunkte liegt es nahe, diese Kalziumlinien als die Anzeichen einer diese Sterne umgebenden weiten Atmosphäre anzusprechen. Es ist zwar öfters die Vermutung geäußert worden, daß diese Linien durch die Absorption des Sternlichts in weiten interstellaren Kalziumwolken zustande kommen und von Evershed[1]) z. B. als Argument dafür der Umstand hervorgehoben worden, daß die Radialgeschwindigkeiten, wie sie aus den ruhenden Kalziumlinien folgen, durchweg sehr klein seien nach Abzug der durch die Sonnenbewegung verursachten Komponenten der Linienverschiebung. Doch ist dieses Argument deshalb nicht beweiskräftig, weil bekanntlich die *B*-Sterne, bei denen diese Linien auftreten, selbst in der Mehrzahl außerordentlich kleine individuelle Radialgeschwindigkeiten haben. Noch mehr spricht aber gegen diese Annahme der Umstand, daß bei verschiedenen Systemen diese beiden Kalziumlinien nicht absolut ruhen, sondern, wenn auch mit geringerer Amplitude, Schwankungen zeigen wie die eigentlichen Sternlinien[1]), Sodann findet die Auffassung, daß diese Linien durch eine weite Kalziumatmosphäre verursacht werden, eine Stütze in der auffälligen Erscheinung[2]), daß sich unter den Heliumsternen zahlreiche Sterne befinden, die von einer direkt sichtbaren Nebelhülle umgeben sind.

Stellt man sich darum auf den Standpunkt, daß die in den Heliumsternen auftretenden Kalziumlinien durch Absorption in einer weiten Sternatmosphäre entstehen, so wird man auf diese Sterne die gleiche Überlegung anwenden dürfen wie auf die Sterne des Orionsystems, d. h. man wird erwarten, daß, falls die Linienverschiebungen bei den Sternen durch einen Gravitationseffekt systematisch verfälscht sind, sich dies in einer Rotverschiebung der Sternlinien gegenüber den ruhenden Kalziumlinien der Atmosphäre äußern wird. Eine solche Erscheinung ist nun in der Tat deutlich ausgeprägt. Doch bedarf es noch einer sorgfältigen Diskussion von neuem und genauem Material, um dieses Resultat zu sichern. Eine solche Untersuchung ist in Vorbereitung. In der Tabelle II sind alle Sterne wiedergegeben, in deren Spektren die Kalziumlinien *H* und *K* gemessen worden sind; die mit ϱ_* überschriebene Kolonne enthält die aus den bewegten Sternlinien durch Berechnung der spektroskopischen Bahn gewonnene Schwerpunktsbewegung für jedes System; die mit ϱ_K überschriebene Kolonne die aus den Kalziumlinien folgende Radialgeschwindigkeit.

Als Wellenlängen der beiden Kalziumlinien *H* und *K* haben die Beobachter den Wert aus den Rowlandschen Tafeln für die Sonne benutzt; diese stimmen gut mit den Werten überein, welche aus Laboratoriumsversuchen stammen. Und zwar sind diese beiden Wellenlängen nach:

	Kayser und Runge	Exner und Haschek	Rowland für die Sonne
λ_H	3968,63	3968,63	3968,625
λ_K	3933,83	3933,81	3933,825

Wie die Tabelle II in der Kolonne: $\varrho_* - \varrho_K$ lehrt, scheint eine Rotverschiebung der Sternlinien gegenüber den beiden Kalziumlinien unzweifelhaft vorhanden zu sein. Doch können die hier wiedergegebenen Werte vorerst nur als vorläufige gelten, bis einheitlich diskutiertes weiteres Material die hier benutzten Beobachtungen bestätigt. Unter den 10 Sternen

1) Observatory 1919.

1) z. B. 9 Camelop. (Astrophys. Journ. 37, 1) und ξ Persei (Journ. Astr. Soc. Kanada 6, 188).

2) Siehe A. M. Clerk, „Nebulous double stars", Observatory 1904, p. 303.

Tabelle II.

*	h	Sp	α_{1900}	δ_{1900}	ϱ_*	ϱ_K	$\varrho_*-\varrho_K$	Autorität	Bemerkungen
	m				km	km	km		
ε Persei	3,9	B_1	$3^h\,38^m$	$+31^\circ\,58'$	$+18,5$	$+12,4$	$+6,1$	Allg. II, S. 63.	
ξ „	4,0	Oe_5	52	$+35\;30$	>30	$+15,4$	>0	L. O. B. IV, S. 21.	Starke Rotverschiebung angedeutet, Kalziumlinien nicht absolut ruhend.
φ Camelop.	4,4	B	4 44	$+66\;10$	$+6,4$	$-2,2$	$+8,6$	L. O. B. IV, A. J. 19, S. 350, A. J. 37, 1.	ϱ_* Mittel aus 79 Platten (siehe A. J. 37, S. 21).
η Orionis	3,4	B_1	5 19	$-2\;29$	$+35,5$	—	>0	Low. Bull. 51.	StarkeRotverschiebg. anged.
VV „	5,4	B_2	29	$-1\;13$	$+20,8$	$+16,7$	$+4,1$	Allg. III, Nr. 21.	—
δ „	2,5	B	27	$-0\;22$	$+23,1$	$+17,2$	$+5,9$	L. O. B. VI, Allg. III, 21.	$\varrho_*=+15,2$ nach Jordan, Mittel nach Hartmann u. Jordan $=+19,2$.
ε „	1,8	B	31	$-1\;16$	$+24,5$	$+15,6$	$+8,9$	Allg. III, , L. O. B. VI, S. 110.	—
ν Geminorum	4,1	B_3	6 23	$+20\;17$	—	—	>0	A. J. 32, S. 300.	Starke Rotverschiebg. anged.
β Scorpii	2,9	B_1	16 0	$-19\;32$	$-9,5$	$-12,6$	$+3,1$	Allg. II, Nr. 14, Low. Bull., Nr. 54.	Die Werte für ϱ_* u. ϱ_K sind Mittel aus beiden Publikat.
σ Aquilae	5,2	B_8	19 34	$+5\;10$	$-5,0$	$-12,6$	$+7,6$	Allg. III, Nr. 22.	

Mittel: $+6,3$ km

Allg. = Alleghany Publication. Low. Bull. = Lowell Bulletin. L. O. B. = Lick Observatory Bulletin.

der Tabelle II befinden sich nun 3 Sterne, die auch zur Orion-Nebelgruppe gehören, so daß die Probe möglich ist, ob wir es in beiden Fällen mit dem gleichen Effekt zu tun haben. Bei η Orionis liegen allerdings noch keine expliziten Messungen der Kalziumlinien vor, doch wird angegeben, daß die aus ihnen resultierende Radialgeschwindigkeit wesentlich kleiner ist, daß also eine Rotverschiebung vorliegt. Für die beiden anderen finden wir:

*	$\varrho_*-\varrho_N$ Stern minus Orionnebel	$\varrho_*-\varrho_K$
δ Orionis	$+6,4$ km	$+5,9$ km
ε „	$+7,6$ „	$+8,9$ „

Wenn nun auch Einzelwerten vorerst noch kein großes Gewicht zukommt, so ist die Übereinstimmung doch durchaus befriedigend und spricht für die Hypothese, daß wir es in beiden Fällen mit dem gleichen Effekt zu tun haben.

Jedenfalls ist das Ergebnis dieser Überlegungen ein erneuter kräftiger Hinweis, daß die bei den B-Sternen gefundene Rotverschiebung K kein Dopplereffekt, sondern die von der allgemeinen Relativitätstheorie erwartete Gravitationsverschiebung der Spektrallinien ist. Hier eröffnen sich jedenfalls neue Wege, um diese wichtige Frage auch einmal quantitativ anzugreifen und der Astronomie ein neues Hilfsmittel in die Hand zu geben, über die Massen der Sterne sich ein Bild zu machen.

Über die Massen, Dichten und die Parallaxe der Sterne der Orion-Nebelgruppe.

Wenn auch die bisherigen Resultate vorerst nur eine qualitative Bedeutung haben, weil wir noch nicht über die hinreichenden Kenntnisse verfügen, um über die Massen und Dichten der B-Sterne bestimmte Aussagen zu machen, so läßt sich doch die Brauchbarkeit unserer Arbeitshypothese insoweit quantitativ prüfen, als man feststellen kann, ob die Annahme eines Gravitationseffekts von $+4$ bis $+6$ km nicht zu absurden Folgerungen für die Massen und Entfernungen der B-Sterne hinführt. Da wir ja mit einer für die Astronomie bisher ganz wesensfremden Hypothese arbeiten, ist nicht vorauszusehen, ob sie nicht zu Konsequenzen führt, die ganz und gar unverträglich mit bisher gewonnenen Erkenntnissen sind.

Wie schon in der ersten Mitteilung ausgeführt wurde, hat das Studium der spektroskopischen Doppelsterne unter den B-Sternen zu dem Ergebnis geführt, daß die Massen der B-Sterne beträchtlich größer als die der Sonne sind. H. Ludendorff kommt in seiner Untersuchung über die Massen dieser Sterne zu Durchschnittswerten von 10—20 Sonnenmassen[1]). Doch liegen dieser Untersuchung nur 9 Systeme von B-Sternen zugrunde, so daß man diese Resultate nur mit Vorsicht auf die Allgemeinheit der B-Sterne anwenden darf, zumal die Einzelwerte noch sehr unsicher sind. Das gleiche gilt von der Anwendung der Shap-

1) Siehe I. Mitteilung. Diese Zeitschr. 16, 115, 1915.

leyschen Resultate über die durchschnittlichen Dichten der B-Sterne, wie man sie aus solchen Systemen ableiten kann, die spektroskopische Doppelsterne sind und zugleich infolge gegenseitiger Bedeckung beider Komponenten einen Lichtwechsel zeigen. Es findet ein mäßiges Schwanken der Dichte um einen Mittelwert von 0,1 Sonnendichte. Seine Ergebnisse gründen sich auf 12 Systeme, von denen 7 zu Dichten zwischen 0,05—0,2 Sonnendichten, 4 kleiner als 0,05 und 1 größer als 0,2 führen. Diese Angaben über Massen und Dichten haben vorerst nur die Bedeutung von Größenordnungswerten.

Die als Gravitationseffekt gedeutete Rotverschiebung von $+4$ bis 6 km bei den B-Sternen erlaubt nun die Massen zu berechnen, wenn man über die Dichten Annahmen macht. Nennt man Φ_* das Gravitationspotential auf der Sternoberfläche, M_* und d_* seine Masse und mittlere Dichte, entsprechend $\Phi_\odot, M_\odot, d_\odot$ die Werte dieser drei Größen für die Sonne, so gilt

$$\frac{M_*}{M_\odot} = \left(\frac{\Phi_*}{\Phi_\odot}\right)^{3/2} \cdot \left(\frac{d_0}{d_\odot}\right)^{1/2}$$

Nach dieser Formel sind in Tabelle III die miteinander verträglichen Werte für Masse und Dichte, die zu den Werten $K = +4$ km und $K = +6$ km gehören, gerechnet; die Einheit ist die Sonnenmasse.

Tabelle III.

$\frac{d_*}{M_*}$	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
$K = +4{,}0$ km	77	54	38	31	27	24
$K = +6{,}0$ km	141	100	71	58	50	45

Da Dichten von 0,1—0,2 Sonnendichten für die B-Sterne am wahrscheinlichsten zu sein scheinen, gelangen wir damit zu Massen von 40—100 Sonnenmassen. Das sind Werte, die wesentlich größer sind, als man bisher annehmen zu müssen glaubte. Doch ist unsere Kenntnis der Massen der Sterne noch nicht ausreichend, um die Unmöglichkeit solcher Massenwerte zu behaupten, wenn auch die Erfahrungen an den spektroskopischen Doppelsternen auf kleinere Massen hinweisen. Daß die so gefundenen Werte durchaus möglich sind, kann man in folgender Weise prüfen. Wenn man bei einem Stern Masse und Dichte kennt, so kennt man seine Oberfläche; aus dieser und der Oberflächentemperatur T kann man, wenn man annimmt, daß der Stern als schwarzer Körper strahlt, seine absolute Helligkeit berechnen, d. h. seine scheinbare Helligkeit in der irgendwie gewählten Entfernung 1. Bezeichnet man mit m_* die absolute bolometrische Helligkeit des Sternes in Größenklassen, $m_\odot$ den entsprechenden Wert für die Sonne, so besteht die Beziehung

$$m_* = m_\odot - 2{,}5 \cdot \log \frac{\left[\left(\frac{M}{d}\right)^{1/3} \cdot T^4\right]_*}{\left[\left(\frac{M}{d}\right)^{1/3} \cdot T^4\right]_\odot}.$$

Das erste Glied in der Klammer ist der Oberfläche des Sternes proportional, das zweite nach dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz der Strahlung in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur. Wählt man als Einheitsentfernung diejenige, die einer Parallaxe von 1″ entspricht, so wird $m_\odot = -0{,}1$. Rechnet man dann die bolometrische Helligkeit in die visuelle um, so kann man aus der absoluten und scheinbaren Helligkeit des Sternes die Parallaxe ableiten. Diese Rechnung habe ich für die Orion-Nebelgruppe durchgeführt, indem ich T zwischen 13000^0—14000^0 wählte und $\frac{M}{d}$ zwischen 400 bis 1000, wie es aus dem Werte für die Rotverschiebung unter Annahme einer mittleren Dichte von 0,1 Sonnendichte herauskommt. Man erhält dann als Parallaxe der Orion-Nebelgruppe

$$\pi = 0'',003 - 0'',005.$$

Für dieselbe Gruppe fand Kapteyn[1])

$$\pi = 0'',0054.$$

Auch für einzelne Sterne dieser Gruppe liegen Parallaxenbestimmungen vor, so für

δ Orionis: $\pi = 0'',0032$ nach Stebbins[2]),

ζ Orionis: $\pi = 0'',008$ nach Hertzsprung[3]).

Schließlich fand Bergstrand[4]) nach einer anderen Methode als Kapteyn für die Parallaxe der Sterne im Orion

$$\pi = 0'',008.$$

Am sichersten ist der von Kapteyn abgeleitete Betrag. Wie man sieht, steht der aus unserer Hypothese folgende Wert durchaus im Einklang mit den anderweitig bestimmten Parallaxenwerten für die Sterne im Orion. Dies kann als Beleg dafür gelten, daß die Deutung der beobachteten Rotverschiebung bei den B-Sternen nicht zu Widersprüchen gegen sonstige Erfahrungen führt.

Schließlich habe ich noch in folgender Weise die neue Hypothese zu stützen versucht. Ebenso wie die Annahme einer Rotverschie-

1) Astrophys. Journ. 47, 1918.
2) Astrophys. Journ. 42, 1915.
3) Astrophys. Journ. 47, 1918, S. 170.
4) Nova Acta Ups. 1919.

bung $K = +4$ bis 6 km paarweise zusammengehörige Werte für Masse und mittlere Dichte miteinander verknüpft, liefert die Eddingtonsche Theorie eine Beziehung, die bei Festlegung der effektiven Temperatur eines Sternes miteinander verträgliche Werte für Masse und Dichte verknüpft. Jede Beziehung $K = \text{const.}$ liefert eine Kurve, deren Punkte zusammengehörige Werte für M und d sind, desgleichen jede Beziehung $T = \text{const.}$ Man könnte nun untersuchen, ob die Kurven $T = 13000^0$ bis 15000^0 einerseits und die Kurven $K = +4$ bis 6 km andererseits sich in Punkten schneiden, deren Koordinaten mögliche Massen und Dichten für die Sterne abgeben. Leider stecken in der Eddingtonschen Theorie noch mehrere frei verfügbare Parameter, so das mittlere Atomgewicht des Sternes, ferner die Konstante der van der Waalsschen Zustandsgleichung, so daß man noch zuviel Willkür besitzt und keine zwingenden Schlüsse ziehen kann. Nimmt man das Atomgewicht gleich 2,8, entsprechend den Ansätzen von Eddington, ferner für die Konstante der van der Waalsschen Zustandsgleichung, welche die maximale Dichte der Materie darstellt, den Wert 1,5 — die mittlere Dichte der Sonne ist 1,38 —, so fallen die Schnittpunkte der Kurven in Gebiete, wo die Dichte zwischen 0,05—0,2 Sonnendichte liegt. Erst eine viel genauere Kenntnis des inneren Aufbaus der Sterne wird es uns aber ermöglichen, auch auf diesem Wege bindende Kriterien für oder gegen die hier vertretene Auffassung von dem Wesen der Rotverschiebung bei den Spektrallinien der B-Sterne abzuleiten.

Wenn also auch die hier abgeleiteten Resultate vorläufig nur qualitative Hinweise für die Existenz der von der allgemeinen Relativitätstheorie geforderten Gravitationsverschiebung bringen, so eröffnen sie doch neue Ausblicke auf Prüfungsmöglichkeiten der Theorie, die vielleicht auch in quantitativer Hinsicht einmal fruchtbar gemacht werden können, wenn die astronomische Erkenntnis in diesen Fragen weiter fortgeschritten ist.

Zusammenfassung.

1. Für die Helium-(B)Sterne und für die absolut hellen K- und M-Sterne, die wir auf Grund unserer bisherigen astronomischen Erfahrung für besonders große Systeme halten müssen, liefert eine statistische Überlegung die Möglichkeit, den mittleren Gravitationseffekt von den Dopplereffekten zu trennen. Es offenbart sich mit ziemlicher Gewißheit eine allgemeine Rotverschiebung ihrer Spektren, wie es nach der allgemeinen Relativitätstheorie zu erwarten ist.
2. Daß die statistisch gefundene Rotverschiebung bei den B-Sternen kein Dopplereffekt ist, sondern in den Emissionsbedingungen auf den Sternoberflächen ihren Grund hat, folgt aus der allgemeinen Rotverschiebung der Sterne der Orion-Nebelgruppe gegenüber dem Spektrum des Nebels.
3. Die enge Beziehung der B- und O-Sterne zu nebelförmiger Materie am Himmel ist vermutlich ein Symptom großer Masse bei diesen Sternen.
4. Faßt man die ruhenden Kalziumlinien in den Spektren von B- und O-Sternen als durch eine weite Kalziumatmosphäre hervorgerufen auf, so läßt sich eine Rotverschiebung der Sternlinien gegenüber den Kalziumlinien als Gravitationseffekt deuten.
5. Die Auffassung, daß die bei den B-Sternen gefundene Rotverschiebung im Betrage von 4—6 km ein Gravitationseffekt sei, führt in ihren quantitativen Folgerungen betreffs Masse und Entfernung der B-Sterne zwar zu überraschend großen Massenwerten, aber nicht zu Widersprüchen mit der sonstigen Erfahrung.

(Eingegangen 30. Juni 1919.)

Über den Dissoziationszustand der Fixsterngase.

Von John Eggert.

In einigen Arbeiten der letzten Jahre[1]) hat A. S. Eddington eine neue Theorie über den inneren Aufbau der Sterne entwickelt. Die früheren Theorien[2]) beruhten auf der Annahme, daß wir bei den Fixsternen, als Gaskugeln betrachtet, einen Gleichgewichtszustand vor uns haben: die nach dem Mittelpunkt des Sternes gerichtete Gravitation wird durch den entgegengesetzt wirkenden Gasdruck aufgehoben. Eddington führt in diese Betrachtung als neues Moment den Strahlungsdruck ein, indem er das von Schwarzschild[3]) für die äußersten

1) A. S. Eddington, On the radiative equilibrium of the stars. Monthly notices of the Royal Astronomical Society. Vol. 77, 16 u. 596, November 1916 und Juni 1917; The Interior of the stars. Scientia. Vol. 23, Januar 1918. Die Arbeiten sind zitiert nach dem Referat von A. Kohlschütter, Der innere Aufbau der Sterne. Die Naturwissenschaften 1919, Heft 5, 6 u. 16.

2) R. Emden, Gaskugeln. Leipzig 1907.

3) Schwarzschild, Göttinger Nachrichten 1906, S. 41.

Oberflächenschichten der Sonne aufgestellte Strahlungsgleichgewicht in sinngemäßer Weise für die Verhältnisse im ganzen Innern des Sternes verallgemeinert. Nach Eddington sind also bei jedem Fixstern einerseits die Gravitation der Gasteilchen und andererseits die Summe von Gasdruck und Strahlungsdruck im Gleichgewicht.

Die Theorie ist imstande, die Tatsache zu erklären, daß die Masse aller Fixsterne in der Größenordnung von 10^{33} bis 10^{34} g liegt. Auch andere Erfahrungstatsachen — Zusammenhänge zwischen Sterndichte, effektiver Temperatur und Helligkeit der Sterne — sind mit den Folgerungen der Eddingtonschen Theorie in Einklang.

Zur Auswertung seiner Differentialgleichungen braucht Eddington das Atomgewicht der Fixsterngase. Seine Annahmen zur Bewertung dieser Größe sind folgende:

1. Alle vorkommenden Gase sind einatomig.
2. Die Elemente sind nach dem Rutherfordschen Atommodell aufgebaut; es kreisen ebensoviel (negative) Elektronen um den Massenkern, als dieser selbst positive Ladungen besitzt.
3. Es gilt das Rutherfordsche Gesetz, wonach die Kernzahl nahe gleich dem halben Atomgewicht ist.
4. Dissoziiert das Atom Elektronen ab, so wirken diese wie ein selbständiges einatomiges Gas, d. h. sie gehorchen dem Avogadroschen Gesetz. Das Atomgewicht dieses Gases ist praktisch gleich Null.

Eddington fordert nun eine sehr weitgehende Atomdissoziation dieser Art. Sobald alle Elektronen vom Kern abgespalten sind, kommt dem entstehenden, aus Kernen und Elektronen zusammengesetzten Gasgemisch nach obigen Annahmen das mittlere Atomgewicht von nahe 2 zu. Diesen Wert hat Eddington seinen Rechnungen zunächst zugrunde gelegt. Bei einer später erfolgten Revision war er genötigt, infolge eines rechnerischen Versehens die Zahl 2,8 anzunehmen.

Die nachfolgenden Zeilen beabsichtigen, die Frage der Atomdissoziation vom thermochemischen Standpunkt zu erörtern, und zwar sollen für unsere Rechnungen diejenigen Zustandsgrößen eingesetzt werden, die sich aus der Eddingtonschen Theorie ergeben. Danach folgt für den Sternmittelpunkt eine Temperatur[1]) von 10^6—10^7 Grad und ein Druck von 10^7 Atm.

Wir gehen von der Nernstschen Formel zur Berechnung von Gasgleichgewichten aus[1]):

$$\lg K = -\frac{U_0}{4{,}571\,T} + \Sigma\nu\, 2{,}5 \lg T + \Sigma\nu C. \quad (1)$$

Es bedeuten:

K die Gleichgewichtskonstante,
U_0 die Wärmetönung des Vorganges beim absoluten Nullpunkt der Temperatur,
T die absolute Temperatur,
$\Sigma\nu$ die Änderung der Molzahlen während der betrachteten chemischen Reaktion,
$\Sigma\nu C$ die Änderung der chemischen Konstanten während der Reaktion.

Da wir es im vorliegenden Falle lediglich mit Reaktionen zwischen einatomigen Gasen zu tun haben[2]), ist diese Beziehung auf die vorliegenden Reaktionen anwendbar, sobald über die folgenden drei Punkte Klarheit besteht:

1. die Annahme eines definierten Dissoziationsvorganges,
2. die Kenntnis der Dissoziationswärme U_0,
3. die chemischen Konstanten aller Reaktionsteilnehmer.

Wir gelangen zu diesen Größen, indem wir unseren Betrachtungen von jetzt ab ein ganz bestimmtes Atom zugrunde legen; und zwar beantworten wir die aufgeworfenen drei Fragen für ein Atom mit der mittleren Kernzahl 26, das auch Eddington für seine Diskussionen oft gebraucht (26 ist die Kernzahl des Eisens). Wir stellen uns vor, daß sich die 26 zu diesem Kern gehörigen Elektronen auf vier Kreise verteilen, von denen der innerste Ring mit 2, die übrigen mit je 8 Elektronen besetzt sind.

Es soll hiermit nicht der Bau des Eisenatoms streng wiedergegeben, sondern an diesem Modell lediglich die Schätzung der erforderlichen Größen vorgenommen werden.

Wollen wir uns also zunächst (Punkt 1) von der Dissoziation selbst ein Bild machen, so ist aus Gründen der Symmetrie weder an eine sukzessive Abspaltung der einzelnen Elektronen zu denken, noch daran, daß sich alle Elektronen auf einmal vom Kern loslösen. Vielmehr wird der thermochemisch wahrscheinlichste Vorgang im Sinne des vorgegebenen Atombaues so erfolgen, daß jeweilig eine Schale von 8 Elektronen nach der anderen abdissoziiert.

1) Als „effektive" Temperaturen erhält Eddington Werte von 10^4 Grad, die mit den jeweiligen Messungen oder zuverlässigen Schätzungen an Fixsternen (6000 bis 15000 Grad) in guter Übereinstimmung sind. Unter „effektiver" Temperatur ist der T-Wert verstanden, der sich nach den Strahlungsgesetzen aus der meßbaren vom Stern ausgestrahlten Energie ergibt.

1) Vgl. Nernst, Die theoretischen und experimentellen Grundlagen des neuen Wärmesatzes. Halle 1918, Kapitel XI.

2) Nernst, ebenda Kapitel XIII.

Wir befassen uns also vorerst mit der Absprengung der ersten Elektronenwolke und wählen als Dissoziationsvorgang die Reaktion:

$$Fe = Fe^{VIII} + 8e - U_0 \text{ cal},$$

die die Dissoziation des vorgegebenen Atoms (Fe) in dem achtfach positiv geladenen Trümmer (Fe^{VIII}) und 8 freie Elektronen (e) darstellt.

Wir kommen zu Punkt 2, der Schätzung der Dissoziationswärme U_0. Um die Rechnung zu vereinfachen, denken wir uns vorübergehend die 18 dem Kern am nächsten gelagerten Elektronen, d. h. die ersten drei Ringe, in den Kern verlegt und rechnen in erster Annäherung mit einem Modell, das aus einem achtfach positiv geladenen Kern und einer Schale von 8 Elektronen besteht. Die Gesamtenergie (potentielle und kinetische) eines um einen Kern von der Ladung $E = z \cdot e$ im Abstande r kreisenden Elektrons mit der Ladung e beträgt:

$$W = -\frac{eE}{r} + \frac{eE}{2r} = -\frac{eE}{2r} = -\frac{e^2 \cdot z}{2r};$$

für $z = 8$ ist also:

$$W = -\frac{(4{,}77 \cdot 10^{-10})^2 \cdot 8}{2r}.$$

Im vorliegenden Falle kreisen gleichzeitig 8 (allgemein p) Elektronen um den Kern, so daß jedes Elektron (infolge der gegenseitigen Abstoßung) nur die Energie:

$$W = -\frac{e^2 \cdot (z - S_p)}{2r}$$

besitzt; für $p = 8$ erhält S_p den Wert 2,8[1]) und wir bekommen:

$$W = -\frac{e^2 \cdot 5{,}2}{2r}.$$

Alle 8 Elektronen haben demgemäß die Energie:

$$W = -8 \cdot \frac{(4{,}77 \cdot 10^{-10})^2 \cdot 5{,}2}{2r}.$$

Der Abstand r des Elektrons vom Kern beträgt beim Wasserstoffatom, sofern das Elektron in der einquantigen Bahn kreist, nach Bohr $0{,}5 \cdot 10^{-8}$ cm; für unser Modell verringert sich unter der gleichen Annahme der Radius des Ringes im Verhältnis $1 : (z - S_p) = 1 : 5{,}2$. Diese Annahme der Einquantigkeit ist aber sicher nicht zutreffend. Denn der betrachtete Ring ist (abgesehen von der eben angestellten Vereinfachung) der 4. von innen gezählt. Wir wollen uns in dieser Frage den Ergebnissen anschließen, die Born und Landé[2]) bei ihren Berechnungen der Kristallgitter über die Quantigkeit äußerer Ringe erhalten haben. Hiernach sind mit der Erfahrung nur höchstens zweiquantige Ringe verträglich; die Annahme höherer Quantenzahlen ergibt zu große Werte für die Atomradien usw. Wir fassen bei dem vorliegenden Modell den 4. Ring also ebenfalls als zweiquantig auf und verkleinern die Energie im Verhältnis $1 : 2^2$. Im ganzen bekommen wir W, auf ein Mol ($6{,}2 \cdot 10^{23}$ Atome) bezogen, die Gesamtenergie der Elektronen, nach Division durch das Wärmeäquivalent ($4{,}2 \cdot 10^7$) in cal ausgedrückt:

$$W = -\frac{8 \cdot (4{,}77 \cdot 10^{-10})^2 \cdot 5{,}2^2 \cdot 6{,}2 \cdot 10^{23}}{2^2 \cdot 2 \cdot 0{,}5 \cdot 10^{-8} \cdot 4{,}2 \cdot 10^7} = \\ = -1{,}8 \cdot 10^7 \text{ cal}.$$

Diese Zahl, oder vielmehr ihr negativer Wert $+ 1{,}8 \cdot 10^7$ cal, ist U_0, die Dissoziationswärme beim Nullpunkt. Denn das ist die Energie, die nötig ist, um 8 Elektronen aus der Umgebung des Kerns ins Unendliche zu entfernen. Die kinetische Energie, die die Elektronen beim Abtrennungsvorgang einbüßen, — nach der Nullpunktsdissoziation sind die Reaktionsprodukte in Ruhe — ist mitberücksichtigt. Denn wir haben von vornherein mit der Gesamtenergie gerechnet und die kinetische von der potentiellen abgezogen[1]).

Die chemischen Konstanten berechnen wir nach der Beziehung[2]) von Sackur-Tetrode-Stern:

$$C = -1{,}6 + 1{,}5 \lg M,$$

in der M das Molekulargewicht der Substanz bedeutet. Um $\Sigma \nu C$ zu bilden, greifen wir auf die Reaktionsgleichung zurück, die wir von jetzt ab exotherm formulieren:

$$Fe^{VIII} + 8e = Fe + U_0 \text{ cal}.$$

Die Gleichung 1 bezieht sich nämlich hinsichtlich der Größen K, U_0 usw. auf diesen Richtungssinn der Reaktion. Fe^{VIII} und Fe besitzen sehr nahe gleiches Atomgewicht; in $\Sigma \nu C$ heben sich daher ihre chemischen Konstanten gegenseitig auf und es bleibt von der Summe allein $8 \cdot C_e$, die achtfache chemische Konstante des Elektrons, übrig. Diese selbst beträgt:

$$C_e = -1{,}6 + 1{,}5 \cdot \lg 5{,}5 \cdot 10^{-4} = -6{,}5.$$

Die Änderung der Molzahlen während der Reaktion ist

$$\Sigma \nu = 9 - 1 = 8.$$

1) Vgl. z. B. Debye, diese Zeitschr. **18**, 276, 1917.
2) Verh. d. D. Phys. Ges. **20**, 206, 1918.

1) Herr Dr. Reiche-Berlin hatte die Liebenswürdigkeit, mir für die vorstehende Abschätzung einige wertvolle Winke zu geben.
2) Vgl. Nernst, l. c. S. 152 sowie Stern, Zusammenfassender Bericht usw., Zeitschr. f. Elektr. **25**, 78, 1919.

Bevor wir die gewonnenen Größen in die Gleichung 1 einsetzen, wollen wir uns darüber klar werden, welchen Wert wir für K selbst zu fordern haben. Die Gleichgewichtskonstante K ist auf Partialdrucke der Gleichgewichtsteilnehmer, gemessen in Atm., bezogen. Sie bezeichnet also, gemäß der letzten Formulierung der Reaktion, den Wert des Quotienten:

$$K = \frac{(p_{Fe}{}^{VIII}) \cdot (p_e)^8}{(p_{Fe})}.$$

Führen wir in üblicher Weise in diesen Ausdruck den Dissoziationsgrad x ein, so geht K über in:

$$K = \frac{x^9}{(1+8x)^8 \cdot (1-x)} P^8,$$

wobei P nunmehr den Gesamtdruck bedeutet. Soll die Dissoziation „vollständig" sein, so ist x etwa der Wert $x = 0{,}99$ zu erteilen, und dann wird:

$$K = 10^{-5{,}8} P^8.$$

Wir setzen jetzt alle ermittelten Größen in die Gleichung 1 ein und bekommen:

$$\lg 10^{-5{,}8} \cdot P^8 = -\frac{1{,}8 \cdot 10^7}{4{,}6 \cdot T} + 8 \cdot 2{,}5 \cdot \lg T + 8 \cdot (-6{,}5).$$

Wir dividieren durch 8:

$$\lg 10^{-0{,}7} \cdot P = -\frac{1{,}8 \cdot 10^7}{8 \cdot 4{,}6 \cdot T} + 2{,}5 \lg T - 6{,}5$$

und erhalten als endgültige Gleichung:

$$-0{,}7 + \lg P = -\frac{5 \cdot 10^6}{T} + 2{,}5 \lg T - 6{,}5. \quad (2)$$

Für Drucke von der Größenordnung 1 Atm. ist die linke Seite der Gleichung schwach negativ ($-0{,}7$); für Drucke aber, wie sie Eddington für das Sterninnere berechnet (10^7 Atm.), muß hier, immer die gleiche Dissoziation vorausgesetzt, der Wert $+6{,}3$ auftreten. Die starke Drucksteigerung erschwert also die Dissoziation erheblich, und zwar um so mehr, je mehr Elektronen sich vom Kern abspalten, d. h. je größer $\Sigma\nu$ wird.

Wir gehen jetzt dazu über, die Werte der T-Funktion auf der rechten Seite der Gleichung 2 zu untersuchen. Die nachfolgende Tabelle enthält die Größe von $\lg K$ für wachsende Temperaturen.

T	$\lg K = -\frac{5 \cdot 10^6}{T} + 2{,}5 \lg T - 6{,}5$
10^4	$-50 + 10 - 6{,}5 = -46{,}5$
10^5	$-5 + 12{,}5 - 6{,}5 = +1$
10^6	$-0{,}5 + 15 - 6{,}5 = +8$

Die geforderte Dissoziation der ersten 8 Elektronen tritt also bei einem Druck von 10^7 Atm. zwischen 10^5 und 10^6 Grad ein, denn in diesem Temperaturgebiet erhält $\lg K$ den Wert $+6{,}3$. Bei 10^4 Grad, der effektiven Sterntemperatur, besitzt die Dissoziation noch einen ganz unmerklichen Betrag.

Die Reaktion fällt also in ein Gebiet, das etwa eine Zehnerpotenz tiefer gelegen ist als die von Eddington angegebenen Temperaturen. Wiederholt man die Rechnung für den nächsten Elektronenring, so bleibt bis auf die Größe U_0 in der Rechnung annähernd alles bestehen. U_0 selbst dagegen ist etwa eine Zehnerpotenz größer, so daß der Temperaturbereich für die Abspaltung des zweiten Ringes ebenfalls um eine Zehnerpotenz höher rückt. Nunmehr befinden wir uns in dem von Eddington angegebenen Gebiet; mit der Abtrennung der beiden äußersten Ringe, nämlich des dritten und vierten, dürfte also die obere Grenze für die Dissoziationsmöglichkeit des Atoms unter den angenommenen Bedingungen erreicht sein. — Die von uns gemachte Annahme, daß die Elektronen ringweise abdissoziieren, bedeutet im Grunde keinen Sonderfall, denn sehen wir ganz davon ab, daß sich für diesen Fall die Rechnungen besonders einfach gestalteten und rechnen mit einer sukzessiven Dissoziation der Elektronen, so gelangen wir ungefähr zu dem gleichen Ergebnis, wie wenn wir annehmen würden, daß nur alle Elektronen auf einmal den Kern verlassen können. Wir wollen daher als erwiesen betrachten, daß bei der von Eddington angegebenen Temperatur 18 Elektronen von dem Atom mit der Kernzahl 26 entfernt sind. Eine Korrektion an dieser Tatsache im Hinblick auf die viel niedrigeren Werte von Temperatur und Druck am Rande des Sternes ist überflüssig. Aus dem Strahlungsgleichgewicht folgt nämlich, daß der Gasball als ein isothermes und isobares Gebilde anzusehen ist. Der Abfall der Temperatur und des Druckes erfolgt erst in den äußersten Randzonen, die eine räumliche Ausdehnung von noch nicht 10 Proz. des ganzen Volumens besitzen[1]). — Aus unserer Rechnung läßt sich gleichzeitig das Verhalten anderer Atome übersehen. Ist die Kernzahl kleiner als 26, so bedeutet dies für die Dissoziation, daß unter gleichen Umständen eine weitergehende Abspaltung der Elektronen erfolgen kann, ist die Kernzahl größer, so wird die Dissoziation entsprechend erschwert. Wir dürfen unser Bei-

1) Ich konnte diese Tatsache aus einigen unveröffentlichten Berechnungen des Herrn Dr. Kohlschütter entnehmen, die er auf Grund der Eddingtonschen Formeln ausgeführt und mir in liebenswürdigster Weise zur Verfügung gestellt hat.

spiel in erster Annäherung also als Mittel betrachten, denn obwohl die Kernzahl 26 bei weitem nicht die Mitte der möglichen Kernzahlen (1—92) darstellt, spricht für ihre Annahme das stark überwiegende kosmische Vorkommen des Eisens.

Rechnen wir mit der gefundenen Atomdissoziation weiter, so ergibt sich das mittlere Atomgewicht der Gaskugel, indem wir das zugrunde gelegte Kerngewicht 56 auf die Anzahl der durch den Dissoziationsvorgang entstehenden 17 Teilchen (d. h. $2 \cdot 8$ Elektronen plus ein 10fach positiv geladener Trümmer) verteilen; also $56 : 17 = 3{,}3$. Das ist aber annähernd der Wert, den Eddington seinen Rechnungen zugrunde gelegt hat (2,8). Wir sehen also, daß die (freilich sehr stark extrapolierte) Theorie thermochemischer Vorgänge nicht allein im Einklang mit der Eddingtonschen Annahme steht, sondern sogar eine gewisse Stütze für sie zu sein scheint. — Es darf noch betont werden, daß wir selbst bei den angegebenen Temperaturen nicht mit einem beliebig starken Atomzerfall rechnen dürfen, wie auch der zuerst von Eddington angenommene Wert 2 für das Atomgewicht der Fixsterngase nur als untere Grenze für diese Größen anzusehen war. Immerhin bleibt das Ergebnis überraschend genug; denn zunächst sollte man annehmen, daß die von Eddington geforderten Temperaturen nicht hinreichen, eine so weitgehende Atomdissoziation zu bewirken. Allerdings liegen in der Rechnung noch Unsicherheiten, die in der vorläufigen Lückenhaftigkeit unserer Erkenntnisse über den Atombau begründet sind. Soweit aber hinreichend gesicherte Aussagen für die Beantwortung der aufgeworfenen Frage getan worden sind, führen sie zu den gewonnenen Ergebnissen.

Eine Tatsache mag noch erwähnt werden. Bei den von uns für die Dissoziationswärme U_0 gewonnenen Werten von 10^7—10^8 cal liegt ein Vergleich mit den Wärmemengen nahe, die beim Zerfall radioaktiver Substanzen entstehen. Charakteristisch für diese Vorgänge ist jedoch, daß sie von Energieumwandlungen begleitet werden, die noch wieder in ganz anderen Größenordnungen liegen als die von uns betrachteten Dissoziationen. So erfolgt z. B. der Zerfall von *Ra* bis in *RaC* inklusive pro Grammatom unter Freiwerden von etwa 10^{12} cal. Würden wir diese Größe für U_0 zugrunde legen, so ergäben sich als Temperaturen, die für den Vorgang von Einfluß sind, Werte von etwa 10^{11} Grad[1]). Wir erkennen also angesichts dieser Tatsache, daß wohl Atomdissoziationen bis zu einem gewissen Grade — auch nicht die völlige Abspaltung der Elektronen vom Kern — mit den von Eddington angegebenen Temperaturen verträglich sind, daß aber die Beeinflussung radioaktiver Prozesse, d. h. des Kernzerfalls, durch jene Temperaturen nach unseren Annahmen nicht möglich ist.

1) Nernst, l. c. S. 183 ist auf anderem Wege zu der Zahl $5 \cdot 10^{10}$ Grad als „charakteristischer Temperatur" für radioaktive Prozesse gelangt.

Ich darf schließlich Herrn Professor Nernst für sein reges Interesse an den vorstehenden Betrachtungen meinen verbindlichsten Dank aussprechen.

Zusammenfassung.

Mit Hilfe des Nernstschen Wärmetheorems, der Sackur-Tetrode-Sternschen Beziehung über die Größe der chemischen Konstanten sowie der Bohrschen Atomtheorie wird untersucht, bis zu welchem Grade eine Atomdissoziation in Kern und Elektronen in dem Temperaturgebiet von 10^6 bis 10^7 Grad und bei einem Druck von 10^7 Atm. thermochemisch möglich ist. Die Rechnung ergibt unter der Voraussetzung eines bestimmten Atommodells im Mittel als obere Dissoziationsgrenze die Abspaltung der beiden äußersten Elektronenringe (16 Elektronen); hieraus folgt als mittleres Atomgewicht der Fixsterngase der Wert 3,3, der nahe an dem gelegen ist (2,8), den Eddington willkürlich, d. h. ohne Anstellung thermochemischer Betrachtungen, seiner Theorie über den inneren Aufbau der Sterne zugrunde legt.

(Eingegangen 15. Juli 1919.)

Emergenzwinkel von Erdbebenstrahlen und Poissonsche Konstante in der obersten Erdschicht.

Von C. Mainka.

Es mögen in der Schnittfigur 1 W_1 und W_2 Fronten elastischer Wellen im Erdkörper darstellen, die durch ein Erdbeben in der Entfernung $\triangle_2$ von B_2 ausgelöst sind. B_1 ist eine nahegelegene Erdbebenwarte. In B_2 ist an den Erdbebenstrahl (Wellennormale zu W_2, Trajektorie) N die Tangente T_2 gezogen, die mit der Horizontalen an B_2 den Winkel e bildet. Dieser Winkel wird in der Seismik Emergenzwinkel (Emersionswinkel) genannt.

Im Jahrgang 1907 dieser Zeitschrift S. 51 ist vom Physiker Schuster darauf hingewiesen worden, daß die Erdteilchen in der Erdober-

Fig. 1.

fläche (B_2) nicht nur durch die geradenwegs ankommenden Wellen, sondern auch durch die zurückgeworfenen beeinflußt werden[1]). Die Aufzeichnungen der Seismographen in der horizontalen und vertikalen Projektion rühren von der Gesamtbewegung her; der Winkel, der aus den Schaubildern durch Ausmessung der Ausschläge errechnet werden kann, wird als „scheinbarer" Emergenzwinkel e_{app} bezeichnet.

Für die räumliche Festlegung der Gesamtbodenbewegung in B_2 stehen Seismographen zur Verfügung, deren Freiheitsgrade der Bewegung stets senkrecht (ohne daß es m. E. aber unbedingt nötig ist[2])) zueinander sind, und zwar so, daß entsprechend die Projektionen der Gesamtbewegung auf die Richtung des Meridians, des ersten Vertikals und der Zenitlinie in B_2 aufgezeichnet werden. Sind die Beträge der Projektionen der wahren Bewegung in B_2, die zur ersten einleitenden Welle longitudinaler Art gehören bzw. a_N, a_E, a_Z, so ist:

$$\operatorname{tang} e_{app} = \frac{a_z}{\sqrt{a^2_N + a^2_E}}\ ^{3}).$$

Die ersten derartigen Messungen und Berechnungen hat W. Schlüter in Göttingen[4]) angestellt. Er arbeitete bereits 1900 mit einem photographisch schreibenden Seismographen für die Beobachtung des Teiles a_z der Gesamtbewegung, dessen Vergrößerung für sehr schnelle Bewegungen eine 160fache und dessen Eigenperiode bei ausgeschalteter Dämpfung 16 sec (Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden Umkehrpunkten auf derselben Seite der Nullage der Bewegung) war. Auch bei Rußschreibern lassen sich Eigenperioden von solcher Größenordnung erzielen, wovon Verfasser dieses sich im Sommer 1914 überzeugen konnte.

Ist v die Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen in den obersten Erdschichten, $\mathfrak{V}$ die scheinbare Oberflächengeschwindigkeit, so ist in dem unendlich klein gedachten Dreieck B_1B_2A, aus der Lage der Wellenfront der Wellen gegen die Erdoberfläche hervorgehend, $v = \mathfrak{V} \cdot \cos e$, oder wenn dT die Laufzeit der Welle von A nach B_2 und $d\Delta$ die Entfernung B_1B_2 (im größten Kreis gemessen) ist:

$$\cos e = v \cdot \frac{dT}{d\Delta}\ ^{1}).$$

Der Winkel e kann aus den Laufzeitkurven der betreffenden Wellen errechnet werden (Benndorf, Wiechert[1,2])). Der so aus zeitlichen Größen und den Entfernungen zweier Beobachtungspunkte ermittelte Winkel e heißt der „wahre" Emergenzwinkel.

Wie ersichtlich, ist die Art der Herleitung der beiden Winkelgrößen e_{app} und e verschieden.

Der wahre und der scheinbare Emergenzwinkel lassen sich schließlich durch folgende Formel zueinander in Beziehung setzen (Benndorf, Wiechert):

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{\cos e \cdot \sqrt{2}}{\sqrt{1 - \sin e_{app}}}\ ^{3}).$$

V_1 und V_2 sind die Ausbreitungsgeschwindigkeiten longitudinaler bzw. transversaler Wellen in den obersten Erdschichten; $V_1 = 7{,}17$ km sec^{-1}, $V_2 = 4{,}01$ km sec^{-1}.

Benndorf hat eine Beziehung zwischen den Laufzeiten T und zugehörigen Epizentralentfernungen Δ in analytischer Form aufgestellt, sie lautet[1]):

für die 1. Vorläufer: $T_1 = 0{,}4 + 1{,}7\,\Delta - 0{,}042 \cdot \Delta^2$,

für die 2. Vorläufer: $T_2 = 1{,}3 + 3{,}0\,\Delta - 0{,}075 \cdot \Delta^2$.

Hieraus ergibt sich:

$$\frac{dT_1}{d\Delta} = 1{,}7 - 0{,}084\,\Delta;\quad \frac{dT_2}{d\Delta} = 3{,}0 - 0{,}150\,\Delta,$$

wo T_1, T_2 in Min., Δ in Megameter (1 Megam. = 1000 km) anzunehmen ist.

---

1) Annahme von Anisotropie (Rudzki) macht die Verhältnisse verwickelter.

2) Es muß bekannt sein: der Winkel, den die Richtungen der Bewegungsfreiheiten der Seismographen miteinander bilden, der Winkel, den die Richtung der Bewegungsfreiheit eines Horizontalseismographen mit dem Meridian oder dem ersten Vertikal bildet, die Richtung der Bewegungsfreiheit des Vertikalseismographen mit der Horizontalen. Vgl.: Anhang zu den Veröffentlichungen der Hohenheimer Erdbebenwarte herausgegeben von K. Mack; C. Mainka, Über einige Änderungen am bifilaren Kegelpendel, Stuttgart 1915 und Zeitschr. f. Feinmechanik 23, 1915: C. Mainka, Über Erdbebenwellenmesser.

3) Sind Vergrößerungen und Eigenperioden der drei Seismometer gleich, so ist die Rechnung einfach. H. Benndorf, Über die Bestimmung von Azimut und scheinbarem Emergenzwinkel longitudinaler Erdbebenwellen. Wien 1913.

4) Vgl. Gerlands Beitr. z. Geophysik, Bd. 5.

1) Über die Art der Fortpflanzung der Erdbebenwellen im Erdinnern von H. Benndorf, Teil 1 u. 2. Wien 1906.

2) Wiechert, E., u. L. Geiger, Bestimmung des Weges der Erdbebenwellen im Erdinnern. Diese Zeitschr. II, 294, 1910 und Berechnung von Weg und Geschwindigkeit der Vorläufer: Zoeppritz und Geiger, Gött. Nachr. 1909.

3) Diese Zeitschr. 13, 83—84, 1912. Einfache Voraussetzungen angenommen.

Diese beiden Ausdrücke in Verbindung mit dem Ausdruck für $\cos e = v \cdot \frac{dT}{d\Delta}$ weisen darauf hin, daß der wahre Emergenzwinkel e von der Entfernung Δ abhängig ist, also auch infolge der obigen Beziehung für $V_1 : V_2$ der scheinbare Emergenzwinkel e_{app}, ebenso der Quotient

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{dT_2}{d\Delta} : \frac{dT_1}{d\Delta}.$$

In der Tabelle I sind nach den Epizentralentfernungen Δ die wahren Emergenzwinkel, wie sie sich nach der Göttinger Laufzeitkurve 1906 und nach den angeführten Benndorfschen Ausdrücken ergeben, zusammengestellt[1]):

Tabelle I.

für Δ in Megam. =	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Gött. 1906: e f. longit. W.	37°	49°	57°	63°	65°	65°	66°	67°	69°
Gött. 1906: e f. transv. W.	37	49	59	62	63	64	65	66	67
Benndorf: e f. longit. W.	49	52	54	56	59	62	64	66	68
Benndorf: e f. transv. W.	50	52	54	56	59	62	64	67	69

Aus $V_1 : V_2$ läßt sich nach oben e_{app} berechnen, wenn e gegeben ist.

Mit der Messung und Berechnung von e_{app} hat sich auch 1910—1911 Galitzin in Pulkovo bei St. Petersburg beschäftigt[2]).

In der nachstehenden Tabelle II sind die sich auf Göttingen bzw. Pulkovo beziehenden Epizentralentfernungen Δ in Kilometern, die Schlüterschen Werte für e_{app} (überschrieben: Göttingen), die Galitzinschen Werte für e_{app} (Pulkovo), die zugehörigen nach der Göttinger Laufzeitkurve 1906 berechneten wahren Emergenzwinkel e und die aus diesen errechneten scheinbaren Emergenzwinkel (e_{app}) gegeben.

Die Berechnung der Werte (e_{app}) geschah nach der aus der obigen für $V_1 : V_2$ hervorgehenden Formel: $\sin e_{app} = 1 - 0{,}625 \cdot \cos^2 e$.

Absichtlich sind in der Tabelle II die nicht ausgeglichenen Werte den in der Fußnote angegebenen Arbeiten entnommen. Über die in der Galitzinschen Abhandlung gegebene graphische Ausgleichung könnte z. B. auch eine andere Auffassung herrschen.

Die einfachen Voraussetzungen, die, um überhaupt zu einem Ergebnis zu kommen, angenommen werden müssen, werden sicherlich

1) Die neueren Göttinger und andere Laufzeitkurven sind in diesem Aufsatz der Kürze wegen nicht behandelt.

2) Beobachtungen über die Vertikalkomponente der Bodenbewegung von B. Galitzin. St. Petersburg 1911.

Tabelle II.

Δ bezogen auf Gött.	Δ bezogen auf Pulk.	e_{app} für Gött.	e_{app} für Pulk.	(e_{app}) Gött.	e
km	km	°	°	°	°
2000	—	29	—	37	37
2100	—	39	—	38	38
—	2260	—	51	40	41
—	2390	—	50	41	43
2400	—	56	—	41	43
—	2450	—	51	42	44
—	2490	—	43	42	44
—	2530	—	48	42	44
2800	—	59	—	46	48
—	3140	—	46	48	50
—	3840	—	42	53	56
—	5800	—	51	62	65
—	6540	—	51	63	65
—	7470	—	57	63	66
7500	—	64	—	63	66
—	7710	—	60	64	66
—	7770	—	52	64	66
—	7770	—	61	64	66
8000	—	69	—	64	66
—	8270	—	59	64	67
8500	—	73	—	64	67
—	8540	—	68	64	67
9000	—	75	—	65	67
9500	—	78	—	66	68
—	9570	—	68	66	68
11400	—	78	—	69	71
—	13800	—	71	—	—
—	14210	—	74	—	—
14000	—	80	—	—	—
—	14600	—	76	—	—

nicht zutreffen, was vor allem von der Annahme der Isotropie in den obersten Erdschichten gilt. Hierauf hat in mehreren Aufsätzen Rudzki hingewiesen.

Aus der Tabelle II geht hervor, daß e und e_{app} verschiedene Werte haben. Würde $e = e_{app}$ sein, so ergäbe sich für e einmal 90°, dann 36,8°. Nach der obigen Tabelle ist dies nicht anzunehmen; schließlich müßte nach:

$$\cos e = v \cdot \frac{dT}{d\Delta},$$

$\frac{dT}{d\Delta}$ einen konstanten Wert haben, wogegen die bisherigen Laufkurven sprechen.

Für den Fall, daß in Fig. 1: $B_1 B_2 = AB_2$, $e = 0$ wird, wird $e_{app} = 22°$. Wenn der Seismograph, der den Betrag a_2 aufzeichnen soll (Vertikalseismograph), richtig aufgestellt ist, so liefert er tatsächlich bei jeder Erschütterung, auch künstlichen, eine Aufzeichnung.

Es sei noch bemerkt, daß die Winkelgrößen der Tabelle II für die erste, als longitudinal angenommene Welle (den ersten Einsatz) gelten.

Das Verhältnis der Querkontraktion zur Längsdilatation wird gewöhnlich als Elastizitätszahl bezeichnet; in der Seismik ist sie unter

dem Namen Poissonsche Konstante bekannt. Einige Seismologen haben die Ansicht, daß diese Größe, die hier mit σ bezeichnet sei, für alle Stoffe den gleichen Wert habe, was nach den Untersuchungen verschiedener Physiker nicht zutrifft. Es sei hier nur kurz auf den Aufsatz: Zug und Druck von F. Auerbach im Handbuch der Physik von Winkelmann hingewiesen.

Dieser Arbeit wurden die σ-Werte folgender Stoffe entnommen und gemittelt, um eine genäherte Angabe für die Elastizitätszahl der obersten Erdschicht zu erhalten: Eisen, Aluminium, Gläser: S. 196, 270, 714, 627, 1450, Flußspat, Baryt, Lithographenstein. Aus dieser Reihe wird $\sigma = 0{,}255$ im Mittel. Den größten Wert hat Aluminium: $\sigma = 0{,}360$ und den kleinsten hat Glas Nr. 1450: $\sigma = 0{,}197$, der Mittelwert beider $\sigma = 0{,}278$. Ist V_{long} die Ausbreitungsgeschwindigkeit longitudinaler Wellen $= 7{,}17$ km sec^{-1}, V_{trans} die von transversalen Wellen in den obersten Erdschichten $= 4{,}01$ km sec^{-1}, so ist bekanntlich, wenn

$$\gamma = V_{trans} : V_{long} \text{ ist, } \sigma = \frac{1 - 2\gamma^2}{2(1 - \gamma^2)} = 0{,}258.$$

Die Übereinstimmung kann, wenn die Verschiedenheit der Art der Ermittlung berücksichtigt wird, eine befriedigende genannt werden.

Es erschien von Wert, zwischen Emergenzwinkel und der sog. Poissonschen Konstanten eine Beziehung herzustellen.

Die drei Differentialgleichungen unendlich kleiner Verrückungen u, v, w entsprechend den Achsen der x, y, z in einem rechtwinkligen Koordinatensystem in einem homogenen, isotropen Medium mit den Laméschen Konstanten λ und μ lauten in abgekürzter Schreibweise:

$$\varrho \cdot \frac{\delta^2}{\delta t^2}(u, v, w) = \mu \nabla^2 (u, v, w) + (\lambda + \mu) \cdot \left(\frac{\delta \Delta}{\delta x}, \frac{\delta \Delta}{\delta y}, \frac{\delta \Delta}{\delta z}\right).$$

Die benutzten Symbole bedeuten:

$$\nabla^2 u = \frac{\delta^2 u}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 u}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 u}{\delta z^2}, \text{ ebenso für } v \text{ und } w.$$

$$\Delta = \frac{\delta u}{\delta x} + \frac{\delta v}{\delta y} + \frac{\delta w}{\delta z}.$$

Mit dem Dehnungsmodul E und dem Modul der Quertraktion σ stehen die Laméschen Konstanten λ und μ in folgender Beziehung:

$$\lambda = \frac{\sigma \cdot E}{(1 + \sigma) \cdot (1 - 2\sigma)}, \quad \mu = \frac{E}{2(1 + \sigma)}.$$

Aus den obigen Differentialgleichungen geht hervor, daß die im Falle eines Erdbebens ausgelösten Schwingungen sich als Dilatations- und Scherungswellen bzw. Longitudinal- und Transversalwellen ausbreiten. Da die Einwirkung äußerer Kräfte, z. B. Schwerkraft, nicht angenommen ist, geschieht die Ausbreitung beider Wellenarten getrennt voneinander, was in Wirklichkeit, auch aus anderen Gründen, kaum eintreten wird (Fehlen der Isotropie: Rudzki).

Es wird schließlich, wenn ϱ die Dichte bedeutet:

$$V_{long} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\varrho}}, \quad V_{trans} = \sqrt{\frac{\mu}{\varrho}},$$

$$\frac{V_{long}}{V_{trans}} = \sqrt{\frac{2}{1 - \tau}}, \text{ wo } \tau = \frac{\sigma}{1 - \sigma} \text{ ist.}$$

Es war oben:

$$\frac{V_{long}}{V_{trans}} = \sqrt{\frac{2\cos^2 e}{1 - \sin e_{app}}} = \frac{\cos e}{\sin\left(45^0 - \frac{e_{app}}{2}\right)}.$$

Somit wird:

$$\frac{1 - \sigma}{1 - 2\sigma} = \frac{1 - \sin^2 e}{1 - \sin e_{app}} = \frac{1}{1 - \tau},$$

oder nach σ aufgelöst:

$$\sigma = \frac{t}{\cos^2 e + t}, \text{ wo } t = \sin e_{app} - \sin^2 e \text{ ist.}$$

Nach dieser Formel läßt sich, wenn e und e_{app} anderweitig gegeben sind, der Modul der Querkontraktion berechnen. Aus Laboratoriumsuntersuchungen und aus dem Verhältnis der Ausbreitungsgeschwindigkeiten longitudinaler und transversaler Wellen sind Näherungswerte für σ vorhanden, die in der Nähe von 0,26 liegen. Jedenfalls wird σ von der geologischen Beschaffenheit des Untergrundes der oberen Erdschichten des Beobachtungsortes abhängen. Vielleicht wird auch die Epizentralentfernung Δ insofern mitsprechen, als hierdurch die Intensität der Wellen beeinflußt wird.

Ferner ist auch nicht so ohne weiteres die Verschiedenheit der Art der Aufhängung der Pendelgewichte bei den Horizontal- und Vertikalseismographen als unbedenklich hinzunehmen[1]). Ausschlaggebende Untersuchungen hierüber bestehen nicht.

Nach der oben gegebenen Formel für σ sind unter Benutzung der Werte für e und e_{app} aus der Tabelle II die Elastizitätszahlen σ berechnet worden. Sie sind in der Tabelle III zusammengestellt; für die Mittelbildung sind die eingeklammerten Werte nicht benutzt worden.

1) Mainka hat hierauf aufmerksam gemacht, vgl. u. a.: Zeitschr. f. Feinmechanik, Bd. 1909 u. 1915 und Rudzki, Physik der Erde. Leipzig, Tauchnitz 1911.

Tabelle III.

No.		e_{app}	e	$e - e_{app}$	σ
1.	G	29°	37°	+ 8°	0,161
2.	G	39	38	— 1	0,287
3.	P	51	41	— 10	0,378
4.	P	50	43	— 7	0,360
5.	G	56	43	— 13	0,405
6.	P	51	44	— 7	0,363
7.	P	43	44	+ 1	0,279
8.	P	48	44	— 4	0,335
9.	G	59	48	— 11	0,405
10.	P	46	50	+ 4	0,243
11.	P	42	56	+ 14	(— 0,062)
12.	P	51	65	+ 14	(— 0,330)
13.	P	51	65	+ 14	(— 0,326)
14.	P	57	66	+ 9	(0,024)
15.	P	64	66	+ 2	0,280
16.	P	60	66	+ 6	0,159
17.	P	52	66	+ 14	(— 0,039)
18.	P	61	66	+ 5	0,195
19.	G	69	66	— 3	0,374
20.	P	59	67	+ 8	0,060)
21.	G	73	67	— 6	0,416
22.	P	68	67	— 1	0,343
23.	G	75	67	— 8	0,437
24.	G	78	68	— 10	0,458
25.	P	68	68	— 0	0,325
26.	G	78	71	— 7	0,443

Anmerk.: P = Pulkovo; G = Göttingen.

Es ergibt sich im Mittel: $\sigma = 0{,}332 \pm 0{,}020$; die neun Göttinger Werte ergeben:

$$\sigma = 0{,}376 \pm 0{,}032,$$

die siebzehn Pulkovoer Beobachtungen liefern: $\sigma = 0{,}296 \pm 0{,}022$; die mittleren Fehler einer Beobachtung sind bzw.:

$$\pm 0{,}091,\ \pm 0{,}095,\ \pm 0{,}072.$$

Auf diese Weise läßt sich σ für jede Erdbebenwarte ermitteln und mit dem im physikalischen Laboratorium bestimmten Wert vergleichen. Zur genauen Bestimmung von e wird es sich als nötig erweisen, für jede Erdbebenwarte eine Laufzeitkurve aufzustellen[1]). In solchem Falle werden nur die Aufzeichnungen einer Warte, aber verschiedener Beben benutzt[2]).

Besondere Werte für σ: wird $\sin e_{app} = \sin^2 e$, dann ist $\sigma = 0$; wird $e_{app} = 90°$: so wird $\sigma = 0{,}5$; wird $e = 0$, dann ist $\sigma = 1$.

Alle Kurven für σ in einer graphischen Darstellung schneiden sich im Punkt $e = e_{app}$. In der Nähe dieses Punktes liegen die einzelnen σ-Kurven sehr nahe beieinander.

Die Zusammenstellung der Werte für e in der Tabelle II läßt erkennen, daß der Emergenzwinkel, der wahre wie der scheinbare, von der Epizentralentfernung abhängig ist (Schlüter, Benndorf). Amplitudenbeobachtungen aus Diagrammen, die Epizentralentfernungen entsprechen, die größer als ein Erdquadrant sind, werden sich nach der eben genannten Einschränkung für die Bestimmung von σ nach der gezeigten Methode nicht eignen.

Wird zur Darstellung der σ-Kurven ein rechtwinkliges Achsenkreuz benutzt, ist die Abszisse die Trägerin der Werte $\sin e$ von 0 bis + 1, die Ordinate die Trägerin der $\sin e_{app}$-Werte von 0 bis + 1, so stellen die errechneten σ-Werte eine Schar von Parabelbogen dar. Der Parabelbogen, der durch die Werte $\sigma = 0$ gebildet wird, hat die Abszisse als Scheiteltangente; die Werte für $\sigma = 0{,}5$ liegen auf einer zur Abszisse parallelen Geraden, die durch den Punkt $\sin e_{app} = 1$ geht.

Aus der Tabelle II scheint auch hervorzugehen, daß die Werte e, die aus zeitlichen Beobachtungen sich ergeben, sich an Größe nicht bedeutend von den aus Amplitudenmessungen hervorgehenden Werten e_{app} unterscheiden[1]).

Die erwähnte graphische Darstellung (noch angenehmer ist die Anwendung von Logarithmenpapier) erleichtert die Ermittelung der Größen σ sehr, namentlich wenn ein größerer Maßstab benutzt wird; das Gebiet, das für e bzw. e_{app} praktisch in Betracht kommt, liegt zwischen 30 und 70°.

Die wenig befriedigende Übereinstimmung der Beobachtungsergebnisse e_{app} der Tabelle II sowohl untereinander, als auch im Vergleich zu (e_{app}) lassen auch Zweifel entstehen, ob die bisherigen Vertikalseismometerkonstruktionen ganz und gar einwandfrei sind.

Es sind hauptsächlich zwei Gruppen von Bauweisen dieser Instrumente zu unterscheiden: Bei Apparaten der ersten Gruppe sind die Gewichte an Zylinderfedern aufgehängt, so daß die Richtung der Schwerkraft mit der Federachse zusammenfällt und durch den Schwerpunkt des Pendelgewichts geht: der vertikale Teil der Bodenbewegung fällt in diese Richtung und wird registriert. Hierbei ist aber die stillschweigende Voraussetzung, daß ein Hin- und Herschwingen des Gewichtes ausgeschlossen ist, und daß auch die Astasierungsvorrichtung nicht eine Einwirkung des horizontalen Teiles der Bodenbewegung herbeiführt. Eine solche schädliche Einwirkung kann auch durch manche Dämpfungseinrichtung herbeigeführt werden; dieses gilt aber auch für die Apparate der zweiten Gruppe[2]).

1) Oder Benutzung von zwei nahe gelegenen Erdbebenwarten.

2) Vgl. Mainka, Über die Realität von Einsätzen in einem Seismogramm, diese Zeitschr. 16, 241 ff., 1915.

1) Über die Differenz $e - e_{app}$ werden erst zahlreichere Beobachtungen Auskunft geben können.

2) Daher müssen die beweglichen Platten bei einer Einrichtung für Flüssigkeitsdämpfung, nach Mainka in reiner Reibung beweglicher Platten in Flüssigkeit gegen feste bestehend, auch sehr leicht sein, vgl. u. a. C. R. der Int. Seism. Ass., Zermatt 1909.

Das Schema der Vertikalseismometer dieser Gruppe ist in Fig. 2 dargestellt[1]). Der genau

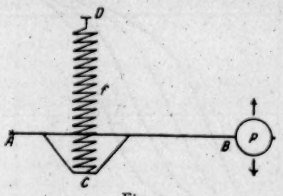

Fig. 2.

horizontale, in A gelenkige Arm AB trägt in B das Pendelgewicht P, dessen Bewegungsmöglichkeit durch die Aufhängung mit Hilfe der Feder f eine auf- und abwärtsgehende ist.

Die Feder f, bisher immer eine Zylinderfeder, ohne daß dieses nötig ist, ist in D gelenkig mit der Erde und in C unterhalb des Armes AB, um die Eigenperiode zu erhöhen, gelenkig mit AB verbunden. Ist der Arm AB horizontal eingestellt, so wirkt nur der vertikale Teil der Gesamtbodenbewegung, im anderen Falle muß die Aufzeichnung von a_z entsprechend verbessert werden. Es wird meist angenommen, daß AB, horizontal eingestellt, auch so bleibt und eine Verlagerung durch Temperatur oder elastische Nachwirkung nicht berücksichtigt werden braucht.

Wird eine Verbesserung wegen Neigung des Armes AB angebracht, so ist die Forderung nach seiner genau horizontalen Lage nicht nötig. Bei dem Vertikalseismometer, das der Mechaniker Masing nach dem Schema der Fig. 2 baut bei dem galvanometrisch-photographische Registrierung nach Galitzin vorgesehen ist, ist an P ein Index angebracht, dessen Stellung an einer mit dem Boden verbundenen Skala abgelesen werden kann. Diese Ablesungen werden wohl hie und da ausgeführt und, wenn notwendig, wird der Arm mit Hilfe von Schrauben in die richtige horizontale Lage wieder hineingebracht. Eine stündliche Ablesung bzw. photographische Aufzeichnung der Indexstellung und deren rechnerische Berücksichtigung für das Diagramm wäre sehr zu wünschen.

Ist die Abweichung von der horizontalen Lage beträchtlich, dann dürfte auch eine einfache Korrektur kaum genügen, infolge der nicht ganz einwandsfreien Beanspruchung der Feder, die durch die beiden Gelenke in D und C in eine gewisse Zwangslage gekommen ist.

1) Prinzip nach Ewing 1883.

Ist η der Winkel, den AB mit der Horizontalen bildet, so ist zu setzen:

$$\tan g\, e_{app} = \frac{a_z \cdot \sec \eta - h \cdot \tan g\, \eta}{\sqrt{a_N^2 + a_E^2}},$$

wo

$$h = \sqrt{a_N^2 + a_E^2}$$

ist. Eine strenge Prüfung der Aufzeichnungen des Vertikalseismometers ist m. E. wohl nur mit Hilfe des Grunmachschen Erschütterungsmessers für die vertikale Komponente künstlicher Bodenerschütterungen möglich[1]).

Nach den bisherigen Erfahrungen scheinen alle Bodenbewegungen künstlicher oder seismischer Art eine vertikale Komponente aufzuweisen, soweit es sich um kurzperiodische Erschütterungen handelt.

Bei Versuchen mit künstlichen Erschütterungen (Fall-, Sprengversuchen) auf Felsboden einheitlicher Art sollte der Versuch gemacht werden, V_{long} und V_{trans} zu bestimmen, da dann auf dynamischem Weg die elastischen Konstanten verschiedener Gesteinsarten festgestellt werden können.

Nach oben können somit rein seismische Beobachtungen für physikalische Ziele verwertet werden.

Anm. b. d. Korr.: Nach K. Uller, „Elastische Oberflächen-Planwellen", Ann. d. Physik 1918, 56 — eine auch für die Seismik in Frage kommende Arbeit — ist eine Sicherstellung von σ auch auf anderem Weg, als aus den Vorläufern wichtig. S. 494.

1) Derartige Prüfungen fehlen bisher. L. Grunmach, Experimentaluntersuchung zur Messung von Erderschütterungen. Berlin, Simion 1913.

Juni 1919.

(Eingegangen 20. Juli 1919.)

Über die Schaltungsweisen des Audions.

Von D. Coster.

In den letzten Jahren hat das Dreielektrodenrelais, oft Audion genannt, eine vielseitige Anwendung in der drahtlosen Telegraphie gefunden. Zweck der vorliegenden Arbeit ist hauptsächlich, „die generativen Schaltungen" des Audions zu diskutieren, d. h. alle diejenigen Schaltungen, wodurch es möglich ist, mittels einer Gleichstromquelle (Batterie) Wechselstrom einer bestimmten Periode zu erzeugen. Derartige Schaltungsweisen sind in der technischen Literatur in fast verwirrender Fülle publiziert[2]). Es

2) Für eine Übersicht siehe: Armstrong, Jahrb. f. drahtl. Tel. 12, 241, 1918; Eccles, Electrician Juli 1916, S. 573, Aug. 1916, S. 595.

wird versucht anzugeben, welche prinzipiell verschiedenen Schaltungen überhaupt möglich sind[1]).

Durch Simon und seine Schüler ist des Lichtbogenphänomens halber die Frage der Instabilität elektrodynamischer Systeme studiert worden[2]). Eine der Bedingungen für die Entstehung von Wechselströmen in einem Stromkreise, der außer „Wechselwiderständen" nur Gleichstromquellen enthält, ist, daß wenigstens einer der Ohmschen Widerstände „eine fallende Charakteristik" hat. Hierunter wird verstanden, daß in diesem Widerstand (in casu dem Lichtbogen) mit einer Stromvergrößerung eine Spannungserniedrigung zusammengeht und umgekehrt. Für den Wechselstrom an und für sich genommen hat dieser variable Widerstand den Charakter eines negativen Widerstandes; mit anderen Worten die Spannungsvariation an einem solchen Widerstand mit umgekehrtem Zeichen versehen kann man als die elektromotorische Kraft des Wechselstroms betrachten.

Beim Audion hat man respektive mit zwei Strömen: Anodenstrom (i in Fig. 1) und Gitter-

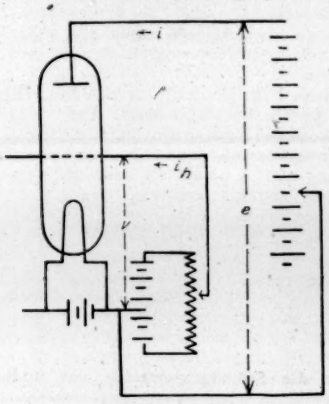

Fig. 1.

strom (i_h) und zwei Spannungen: Anodenspannung (e) und Gitterspannung (v) zu tun. Der Gitterstrom i_h ist meistens klein im Vergleich mit i und wird vielfach, wie auch hier, vernachlässigt. Der Anodestrom ist abhängig von beiden Spannungen, also:

$$i = f(e, v). \qquad (1)$$

Fig. 2 gibt i als Funktion von e, bzw. für

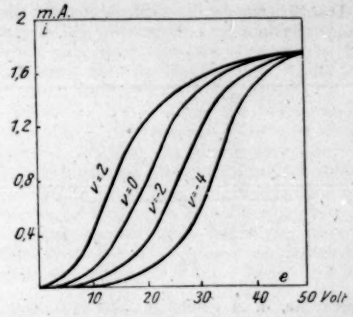

Fig. 2.

verschiedene Werte von v. i als Funktion von v gibt eine ganz analoge Kurve meistens steiler. Fig. 2 gibt nur den allgemeinen Charakter dieser Kurven; die verschiedenen Ausführungsformen des Audions zeigen keine prinzipiellen Unterschiede. Wie aus der Figur ersichtlich, hat das Audion, wenn man i nur als Funktion der Anodespannung e betrachtet, eine steigende Charakteristik und ist also stabil. Nur indem man das Gitter auf geeignete Weise mit dem Anodenkreise koppelt, ist es unter Umständen möglich, Wechselströme bestimmter Periode zu erzeugen.

Es wird angenommen, daß die Spannungen e und v so gewählt worden sind, daß der mittlere Betriebszustand durch einen Punkt ungefähr in der Mitte der Neigung der e- und der v-Kurve charakterisiert wird. Die Kurven werden in der Umgebung der betreffenden Punkte durch gerade Linien approximiert, d. h. die Abhängigkeit zwischen i einerseits und e und v andererseits wird als linear angenommen. Wir fragen nach der Möglichkeit, daß neben der „Gleichstromlösung" i_0, e_0, v_0 die Differentialgleichungen des Systems eine „Wechselstromlösung" i', e', v' zulassen.

Aus

$$i_0 + i' = f(e_0 + e',\ v_0 + v') \quad \text{[vgl. (1)]}$$

läßt sich folgern:

$$i' = \frac{\partial f}{\partial e} e' + \frac{\partial f}{\partial v} v'. \qquad (2)$$

Schreiben wir

$$\frac{\partial f}{\partial e} = \frac{1}{r} \text{ und } \frac{\frac{\partial f}{\partial v}}{\frac{\partial f}{\partial e}} = \lambda,$$

so ist:

$$-e' = \lambda v' - r i'. \qquad (3)$$

1) Für eine ausführlichere Behandlung dieser Frage siehe meinen Artikel in: Verslagen Kon. Ac. v. Wet. Amsterdam, Febr. 1919.

2) Diese Zeitschr. **3**, 282, 1902; **4**, 366, 737, 1903.

Wenn wir also für einen Augenblick den Wechselstrom unabhängig von dem Gleichstrom betrachten, so ist das Audion formell aufzufassen als ein Wechselstromgenerator mit einer elektromotorischen Kraft $\lambda v'$ und einem inneren Widerstand r. Die Stromschwankungen i' werden bedingt durch die Spannungschwankungen v' des Gitters. Im trivialen Falle können diese Spannungsschwankungen durch „äußere Kräfte" (z. B. Kopplung mit der Antenne) verursacht werden. Aber im Falle der Selbsterregung geschieht dieses durch geeignete Kopplung des Gitters mit dem Anodeschwingungskreis und das ist gerade der Fall, der uns hier interessiert.

Die Differentialgleichungen eines elektrodynamischen Systems sind von der Form:

$$\Sigma R_k i_k + L_k \frac{di_k}{dt} + \int \frac{i_k dt}{C_k} = \begin{cases} 0 \\ E \cos pt \end{cases}, \quad (4)$$

worin die Summation über einen geschlossenen Stromkreis zu erstrecken ist. Wenn wir uns nur für den Dauerzustand (erzwungene Schwingung) interessieren, können wir unter Benutzung der komplexen Schreibweise (4) ersetzen durch:

$$\Sigma \left\{ R_k + j\left(pL_k - \frac{1}{pC_k} \right) \right\} A_k = \begin{cases} 0 \\ E \end{cases}. \quad (5)$$

Hierin ist A_k die (komplexe) Amplitude des Stromes i_k, j ist $\sqrt{-1}$. Im Falle der Selbsterregung ist E nicht willkürlich, aber eine Funktion der Stromamplituden. Gleichung (5) braucht dann eine Ergänzung von der Form:

$$E = \Sigma B_r A_r. \quad (6)$$

Wenn ein System von Größen A_r zu finden ist, das den Bedingungen (5) und (6) genügt, bei reellem Werte von p, so ist eine freie ungedämpfte Schwingung möglich.

Die Gleichungen (5) sind ganz analog den Kirchhoffschen Gleichungen für Gleichstrom. Also kann man wie bekannt bei Wechselstromproblemen dieselben Kunstgriffe anwenden, wie bei Gleichstromproblemen. So sind z. B. zwei parallel geschaltete Wechselwiderstände z_1 und z_2 zu ersetzen durch einen einzelnen von der Größe

$$\frac{z_1 z_2}{z_1 + z_2}.$$

Wir sind nun imstande, die folgenden Reduktionsregeln festzustellen.

A. Existiert einmal eine generative Schaltung einer bestimmten Frequenz, so kann man daraus andere Schaltungen ableiten, wenn man die Wechselwiderstände durch für die betreffende Frequenz äquivalente Widerstände ersetzt, ohne weiter etwas Prinzipielles in der Schaltung zu ändern.

B. Auch können neue Schaltungen abgeleitet werden, wenn man die auftretenden Widerstände durch ihre konjugiert Komplexen ersetzt. Bei dieser Substitution genügt ein System von konjugiert komplexen A_r den Bedingungen (5) und (6). Im Falle, daß keine wechselseitigen Induktionen auftreten, ist dieses zu erreichen durch die Ersetzung jeder Selbstinduktionsgröße L durch eine Kapazitätsgröße C' und umgekehrt, falls $LC' = L'C = p^2$. Kommen auch wechselseitige Induktionen M vor, so ist dies nicht so einfach zu erreichen, weiter ist darauf zu achten, daß bei dieser Substitution M das Zeichen wechseln muß, was durch Umschaltung der primären oder sekundären Klemmen zu erreichen ist[1]).

Unter Benutzung der Gesetze A und B sind die verschiedenen Schaltungen leicht zu klassifizieren.

Es gibt zwei Arten von Schaltungen:

I. die direkte Schaltung (das Gitter ist unmittelbar mit dem Anodenkreis verbunden),
II. die indirekte Schaltung (das Gitter ist nur mittels welchselseitiger Induktion mit dem Anodenkreis gekoppelt).

I. Direkte Schaltung.

Das allgemeine Schema, aus dem alle anderen vermöge Regel A hervorgehen, gibt Fig. 3.

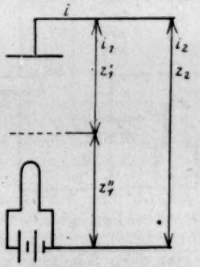

Fig. 3.

$z_1 = z_1' + z_1''$ und z_2 sind Wechselwiderstände r und λ haben dieselbe Bedeutung, wie in (3) Statt (5) und (6), hat man hier beziehungsweise:

$$\left(r + \frac{z_1 z_2}{z_1 + z_2} \right) i = \lambda v. \quad (7)$$

1) Prof. Elias machte mich gütigst darauf aufmerksam, daß im letzteren Falle eine ganz symmetrische Substitution entstehen würde, falls man die wechselseitige Induktion durch eine „wechselseitige Kapazität" (zwei ineinander geschobene Kondensatoren) ersetzt. Für das Interesse, das er an meiner Arbeit genommen hat, will ich ihm auch hier herzlich danken.

und[1])

$$v = -z_1'' i_1 = -\frac{z_1'' z_2}{z_1 + z_2} i. \qquad (8)$$

Durch Kombination von (7) und (8) erhält man

$$r + \frac{z_1 z_2}{z_1 + z_2} + \lambda \frac{z_1'' z_2}{z_1 + z_2} = 0. \qquad (9)$$

Schreibt man $z_1 = x_1 + j y_1$ usw. ($j = \sqrt{-1}$) und setzt den reellen bzw. imaginären Teil von (9) gleich Null, so findet man:

$$\left.\begin{aligned} x_2\{x_1' + (1+\lambda) x_1''\} + r(x_1 + x_2) - \\ - y_2\{y_1' + (1+\lambda) y_1''\} = 0. \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

$$\left.\begin{aligned} y_2\{x_1' + (1+\lambda) x_1''\} + r(y_1 + y_2) + \\ + x_2\{y_1' + (1+\lambda) y_1''\} = 0. \end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

Für reelles p sind x_1, x_2 usw. wesentlich positiv, r und λ sind positive Audionskonstanten; y_1, y_2 .. sind entweder positiv (Selbstinduktion), oder negativ (Kapazität). Aus (10) und (11) ist nun zu schließen, daß Schaltung I nur auf zwei prinzipiell verschiedene Weisen auszuführen ist:

Erstens: y_2 und y_1'' negativ; y_1' positiv; während

$$-(y_1'' + y_2) < y_1' < -(1+\lambda) y_1''. \qquad (12)$$

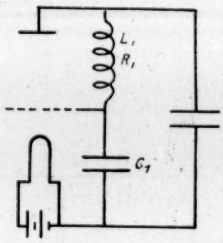

Fig. 4.

Fig. 4 gibt diese Schaltung in einfachster Form. (10) und (11) ergeben hier:

$$p_2 = \frac{1+\lambda}{L_1 C_1 + r R_1 C_1 C_2}. \qquad (13)$$

$$p_2 = \frac{1}{L}\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{R}{r C_2}\right). \qquad (14)$$

Durch Elimination von p aus (13) und (14) erhält man die Bedingung für eine ungedämpfte Schwingung.

1) Wir betrachten im folgenden nur Wechselströme und -spannungen. Die Akzente bei diesen Größen [siehe (3)] lassen wir nunmehr weg. Für die Wechselströme haben die Batterien den Charakter Ohmscher Widerstände.

Zweitens: y_2 und y_1'' positiv: y_1' negativ; während

$$y_1'' + y_2 < -y_1' < (1+\lambda) y_1''. \qquad (15)$$

Fig. 5 gibt die einfachste Form dieser Schaltung. Letztere ist durch Substitution B

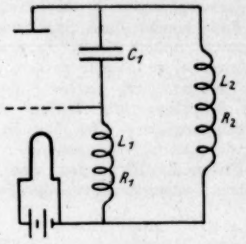

Fig. 5.

aus ersterer abzuleiten. Die Schaltung von Fig. 4 ist vielfach angewendet worden[1]), Schaltungen vom Typus Fig. 5 sind weniger allgemein.

II. Indirekte Schaltung.

Am einfachsten zu diskutieren ist der Fall, daß der Gitterkreis stromlos ist. Den reduzierten Typus gibt Fig. 6.

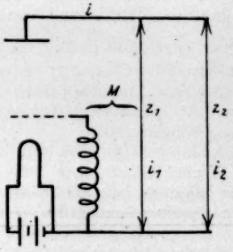

Fig. 6.

Hier ist:

$$\lambda v = \left(r + \frac{z_1 z_2}{z_1 + z_2}\right) i. \qquad (16)$$

$$v = -j p M i_1 = -j p M \frac{z_2}{z_1 + z_2} i. \qquad (17)$$

Durch Kombination von (16) und (17):

$$\lambda p M y_2 = r(x_1 + x_2) + x_1 x_1 - y_1 y_2. \qquad (18)$$

$$-\lambda p M x_2 = r(y_1 + y_2) + x_1 y_2 + x_2 y_1. \qquad (19)$$

1) Siehe Vallauri, Jahrb. f. drahtl. Tel. **12**, 381, 1918.

Genaue Untersuchung dieser Gleichungen ergibt, daß wieder nur zwei prinzipiell verschiedene Schaltungen möglich sind, welche durch Substitution B auseinander folgen.

1. y_1 pos., y_2 neg., M neg.
2. y_1 neg., y_2 pos., M pos.

Sie sind respektive angegeben durch Fig. 7 und 8. Die Schaltung von Fig. 7 ist vielfach

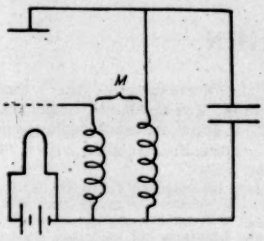

Fig. 7.

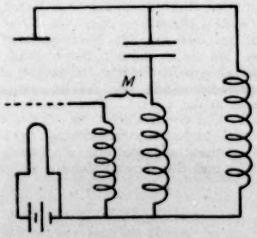

Fig. 8.

angewendet worden und theoretisch diskutiert worden durch Vallauri[1]). Die Schaltung von Fig. 8 wurde meines Wissens noch nicht diskutiert.

Ist der Gitterkreis nicht stromlos, so ist die Willkür so groß, daß es schwer erscheint einige allgemeine Regeln mit Ausnahme der Substitutionsregeln A und B festzustellen. Fig. 9 gibt ein einfaches Beispiel dieser vorkommenden Schaltungen.

Die generativen Schaltungen können auch als ausgezeichnete Verstärkungsschaltungen benutzt werden (Zurückkopplung). Hierüber läßt sich folgendes sagen. Ob eine Schaltung generativ ist, hängt ab von den Wurzeln einer algebraischen Gleichung n^{ten} Grades

$$a_0 p^n + a_1 p^{n-1} \ldots + a_n = 0. \qquad (20)$$

1) Vgl. l. c.

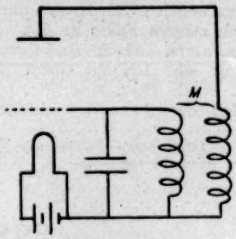

Fig. 9.

Diese Gleichung entsteht aus einer homogenen linearen Differentialgleichung n^{ter} Ordnung:

$$a_0 \frac{d^n x}{dt^n} + a_1 \frac{d^{n-1} x}{dt^{n-1}} + \ldots + a_n = 0, \qquad (21)$$

wenn man eine Lösung von der Form $x = Ae^{pt}$ versucht. Die A_r sind Funktionen der Wechselwiderstände, x ist ein Strom oder eine Spannung.

Gibt es mindestens eine rein imaginäre Wurzel $p = p_0$, so sind ungedämpfte Eigenschwingungen möglich. Ist das Gitter gekoppelt mit der Antenne, so hat man statt (21) die Gleichung der erzwungenen Schwingung[1]):

$$a_0' \frac{d^n x}{dt^n} + a_1' \frac{d^{n-1} x}{dt^{n-1}} + \ldots + a_n' = E e^{p't}, \qquad (22)$$

hierin ist p' rein imaginär.

Für die Amplitude A' der erzwungenen Schwingung hat man:

$$A' = \frac{E}{a_0' p'^n + \ldots a_n'}. \qquad (23)$$

Ist nun p' gleich einer imaginären Wurzel p_0 von (20), so kann man, indem man a_0' usw. nur wenig verschieden von a_0 usw. wählt, diese Amplitude willkürlich groß machen. Eine Beschränkung findet man in der Bedingung, daß die Eigenfrequenzen, bestimmt durch:

$$a_0' p'^n + \ldots a_n' = 0, \qquad (24)$$

genügend gedämpft sind.

In den obigen Betrachtungen ist ein linearer Zusammenhang zwischen Strom und Spannung vorausgesetzt worden. Wie aus den Charakteristiken ersichtlich ist, kann der Strom nicht über einen bestimmten Wert wachsen. Man hat also faktisch nach den Wurzeln mit positiv reellem Bestandteile der Gleichung (20) zu fragen. Eine Untersuchung wie oben gibt nur die Grenze, wo der reelle Teil der Wurzeln p

1) Die A ohne Akzent reservieren wir für den Spezialfall, daß diese Größen so gewählt worden sind, daß (20) eine rein imaginäre Wurzel $p = p_0$ hat.

das Zeichen wechselt. Es kommt mir vor, daß dies in den meisten Fällen genügt.

Nachschrift. Nach Beendigung dieser Abhandlung sehe ich aus einem Referat in den Verh. d. D. Phys. Ges. (Nr. 7/8 dieses Jahres), daß Herr Schottky und ich[1]) unabhängig voneinander gezeigt haben, daß das Audion als ein Wechselstromerreger mit konstantem inneren Widerstand aufzufassen ist. Ob wir auch in anderen Fällen analoge Resultate erreicht haben, wird sich zeigen, wenn Herr Schottky seine Arbeit publiziert hat.

Delft, Juli 1919.

1) Diese Arbeit wurde im Februar 1919 in der Amsterdamer Akademie angeboten.

(Eingegangen 19. Juli 1919.)

BESPRECHUNGEN.

O. Knoblauch u. K. Hencky, Anleitung zu genauen technischen Temperaturmessungen mit Flüssigkeits- und elektrischen Thermometern. 8°. XIII u. 128 S. m. 65 Abbildungen. München u. Berlin, R. Oldenbourg. 1919. M. 8.50, geb. M. 10.— u. 10 Proz. Sort.-Teuerungszuschlag.

Die Verfasser behandeln im wesentlichen die für den Gebrauch von Thermometern wichtige Frage, welche Maßregeln getroffen werden müssen, damit der wärmeempfindliche Teil des Thermometers wirklich die Temperatur annimmt, die vor der Einführung des Thermometers an der zu prüfenden Stelle herrschte.

Entsprechend diesem Hauptinhalt des Buches sind, wie schon aus dem Titel hervorgeht, nur Flüssigkeitsthermometer, Thermoelemente und Widerstandsthermometer behandelt, und zwar hauptsächlich hinsichtlich der Benutzung in Temperaturen zwischen 0° und einigen 100° C; optische und Strahlungs-Pyrometer sind nicht in Betracht gezogen. Die drei ersten Arten von Thermometern sind im II. Teile des Buches auch ausführlich beschrieben und durch meist gute Abbildungen erläutert, wobei auch die Vorrichtungen zu ihrer Ablesung und Prüfung in gewissem Umfange behandelt sind, so daß der Leser die Möglichkeit der jeweils zweckmäßigen Wahl unter den Thermometern hat.

Im I. Teil wird der Leser mit dem Hauptgegenstand des Buches dadurch vertraut gemacht, daß die Gesetze der Wärmeübertragung, die Theorie der Messung und die Berechnung von Oberflächentemperaturen sowie die Meßfehler durch Abstrahlung und die Theorie des Strahlungsschutzes behandelt werden, wobei auch an Zahlenbeispielen die Größenordnung der in Frage kommenden Wirkungen gezeigt wird.

Im III. Teil werden für die im II. Teil behandelten Thermometer für Temperaturen zwischen 0° und einigen 100° C die praktischen Schlußfolgerungen aus den Ergebnissen des I. Teils gezogen. Dabei werden von den Verff. ihre ausgedehnten Erfahrungen aus dem Münchener Laboratorium für Technische Physik benutzt, aber auch andere Konstruktionen und Methoden berücksichtigt. Es sind eine große Menge von Montierungen und Einbauarten der Thermometer, wie sie in der Technik vorkommen, kritisch beschrieben und durch Figuren erläutert.

Vieles von dem, was das Buch enthält, dürfte nicht nur für den Praktiker, der technische Temperaturmessungen anstellen will, wichtig sein, sondern auch den Physiker, der sich nicht speziell mit Thermometrie befaßt hat, vor Fehlern bei der Benutzung von Thermoelementen und dergleichen bewahren. Meißner.

A. Föppl, Vorlesungen über technische Mechanik. Zweiter Band. Graphische Statik. 8°. XII u. 406 S. m. 209 Abbildungen. 4. Auflage. Leipzig, B. G. Teubner. 1918. M. 15.—, geb. M. 16.—

Bei dem bekanntesten Lehrbuch der technischen Mechanik, von welcher der zweite Band in neuer Auflage vorliegt, erübrigt sich eine besondere Empfehlung. Es mag hier höchstens auf die große Bedeutung hingewiesen werden, welche die Mechanik für die gesamte Physik besitzt und hervorgehoben werden, daß Föppl in seiner Darstellung sehr ausführlich auf die Grundlagen und den Zusammenhang der Gesetze eingeht, wodurch seine Lehrbücher über den Kreis der Ingenieure hinaus auch für den Naturwissenschaftler von Wert sind. Im vorliegenden 2. Bande werden in sieben Abschnitten folgende Gebiete behandelt: Zusammensetzung und Zerlegung der Kräfte am materiellen Punkte und in der Ebene. Das Seileck. Die Kräfte im Raume. Das ebene Fachwerk. Das Fachwerk im Raume. Die elastische Formänderung des Fachwerkes und das statisch unbestimmte Fachwerk. Theorie der Gewölbe und der durchlaufenden Träger.

Betz.

F. Poske und R. v. Hanstein, Der naturwissenschaftliche Unterricht an den höheren Schulen. — Schriften des Deutschen Ausschusses für den mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterricht. II. Folge. Heft 5. gr. 8°. 33 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1918. Geh. M. 1.40.

Zweifellos überwiegt im gegenwärtigen Betrieb der höheren Schulen Deutschlands immer noch viel zu sehr der fremdsprachliche Unterricht, zum Schaden der „exakten" Fächer. Dieses Übermaß bekämpft die vorliegende Denkschrift, die aus der Arbeit des „Damnu" hervorgegangen und von zwei berufenen, in der Reformbewegung besonders tätigen Schulmännern verfaßt ist, durch Entwicklung einer Reihe schwerwiegender Gründe, die auf dem Wesen naturwissenschaftlicher Betätigung beruhen. Von den beiden Verfassern ist uns Poske als Physiker, v. Hanstein als Biologe bekannt. Die entsprechenden Abschnitte der Denkschrift sind vorwiegend oder überhaupt von dem einen und anderen bearbeitet worden, ohne daß dies äußerlich hervortritt. Nachdem im ersten Abschnitt die allgemeine Bedeutung der Naturwissenschaften im Kulturleben der Gegenwart und ihre augenblickliche Stellung an den höheren Schulen gekennzeichnet wor-

den sind, werden im zweiten der physikalische, im dritten der chemische, mineralogische und geologische, im vierten der gesamte biologische Unterricht nach ihrer Eigenart behandelt. Die Forderungen sind: Vermehrte Stundenzahl auf Kosten der philologischen Fächer, ohne daß eine Verkleinerung des Gesamtzieles höherer Schulbildung einzutreten braucht, Ausnutzung des so gewonnenen Raumes für Angliederung bisher stiefmütterlich oder gar nicht behandelter Gebiete, wie Mineralogie, Geologie und für die Einrichtung eines wenn auch bescheidenen Maßes praktischer Übungen (auch in den Oberklassen der Gymnasien!), die den Schüler zum geschickten Umgang mit den Naturgegenständen und -erscheinungen selbst zwingen, zu genauer Beobachtung, zielsicherem Handeln (im Versuch) und induktiven Überlegungen erziehen, seine Handfertigkeit üben und ihm die Freude eigener Entdeckung und selbständiger Arbeit verschaffen sollen. Uns interessieren hier besonders die Ausführungen über den physikalischen Schulunterricht. An der Hand des lehrreichen Vorbildes der Entdeckungsgeschichte physikalischer Forschung wird die einseitig deduktive und allzu stark von mathematischen Interessen überwucherte Behandlung, wie sie vielfach noch besteht, mit Recht zurückgewiesen. Die Mathematik soll nicht Selbstzweck, sondern Hilfsmittel physikalischer Erkenntnis sein. In den Schlußbemerkungen wird auf die trotz spezifischer Unterschiede, namentlich in der Methodik, bestehende Einheit der Naturwissenschaften, die den Schülern nahegebracht werden soll, hingewiesen, und die Rückwirkung der neuen Forderungen auf die Aus- und Weiterbildung künftiger Lehrer des Fachgebietes erörtert. M. Winkelmann.

H. Hartenstein, Dr. K. Sumpfs Schulphysik. Methodisches Lehr- und Übungsbuch für höhere Schulen in zwei Lehrstufen. 10. verbesserte Aufl. I. Lehrstufe. 8. VII u. 174 S. mit 340 Abb. u. 1 Spektraltafel. 1918. Geb. M. 2.40; II. Lehrstufe. 8. VIII u. 322 S. mit 422 Abb. u. 1 Spektraltafel. 1919. Hildesheim u. Leipzig, A. Lax. Geb. M. 4.80.

Die beiden bis jetzt in einem Bande vereinigten Lehrstufen der bekannten Schulphysik von Sumpf sind jetzt auch äußerlich getrennt. Dadurch waren Änderungen in der Stoffverteilung nötig, die aber den Charakter des bewährten Buches nicht geändert haben. Trotz vieler Verbesserungen findet sich in der Neubearbeitung noch manches, was methodisch veraltet und sachlich unhaltbar ist. Die I. Lehrstufe beginnt immer noch mit einer allgemeinen Einleitung, in der neben den Aggregatzuständen Porosität, Moleküle und Atome und sogar das Beharrungsvermögen behandelt wird, in der Mechanik werden die Fallgesetze deduktiv aus einer falschen und für die Schüler ganz unverständlichen Definition der Geschwindigkeit abgeleitet, in der Optik die Anomalien des Auges mit der „deutlichen Sehweite" falsch dargestellt und in der Elektrizität die Spannung und das Volt recht unklar eingeführt. Auch die Oberstufe enthält noch manche Irrtümer, z. B. die Erklärung der Ablenkung des Windes durch die Erdrotation, die Angabe, daß ein Fernrohr bei der Abbildung von Flächen die Lichtstärke vermehre. Die Vermehrung der geschichtlichen Angaben ist eine wesentliche Verbesserung. Götting.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Hamburg Dr. Fritz Gross für Physik.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität Münster Dr. Heinrich Konen zum ord. Professor für theoretische Physik ebendaselbst, der ord. Professor an der Universität Czernowitz Dr. Josef Geitler zum Honorardozenten für Physik mit Lehrauftrag für Schwachstromtechnik an der Technischen Hochschule Graz, der Professor der Chemie an der Universität London Dr A. W. Crossley zum Forschungsdirektor bei der Research Association der Britischen Baumwollindustrie, der Privatdozent an der Universität Lund Dr Manne Siegbahn zum ord. Professor der Physik an derselben Hochschule (an Stelle des in den Ruhestand getretenen Professors Johannes Robert Rydberg).

Verliehen: Den Privatdozenten für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Danzig Dr. Waldemar Grix und Dipl.-Ing. Heinrich Roth der Titel a. o. Professor.

Ehrung: Dem Leiter des Telegraphen-Versuchsamts und Privatdozenten für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Berlin Professor Dr. K. W. Wagner von der Technischen Hochschule Stockholm die alle 5 Jahre zur Verteilung gelangende goldene Cedergren-Medaille.

Gestorben: Der ord. Professor der Mathematik an der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich Dr. Adolf Hurwitz, der Vorsitzende des Aufsichtsrats der Siemens & Halske A.-G. und der Siemens-Schuckert-Werke in Berlin Geh. Regierungsrat Dr. Wilhelm v. Siemens (nicht Werner v. Siemens, vgl. S. 504), der ord. Professor für Mechanik an der Technischen Hochschule Helsingfors Dr. Rurik Malstroem, der ord. Professor der Physik an der Technischen Hochschule Stockholm Pehr Konstantin af Bjerkén, der Leiter des astronomischen Observatoriums am Collegio Romano Professor Elia Millosevich, der ord. Professor für Chemie, Mineralogie und Geographie am Lyzeum in Regensburg Dr. Ludwig Kalvoda.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1919/20.

Technische Hochschule Prag.

Tuma: Experimentalphysik, 5 und 3; Physikalisches Praktikum, 6. — **Niethammer**: Enzyklopädie der Elektrotechnik, 3; Elektromaschinenbau, 3; Elektrische Beleuchtung und Heizung, 1½; Elektrische Anlagen, 2; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, II, 6. — **Siegel**: Grundzüge der Elektrotechnik, 3; Elektrotechnische Meßkunde, 2; Elektrotechnisches Praktikum I, 4. — **Breitfeld**: Berechnung der Wechselstromfernleitungen, 2. —

N. N.: Anorganische Chemie, 4; Analytische Chemie, anorganisch-qualitativ, 2; Übungen im anorganisch-chemischen und analytischen Laboratorium I und II, tägl. außer Sonnabend; Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen für Geübtere, tägl. außer Sonnabend. — **Wenzel**: Organische Chemie, Spezielle Chemie der aromatischen Verbindungen, 2, Analytische Methoden der organischen Chemie, 1; Ausgewählte Kapitel aus der organischen Chemie, 2; Übungen im organisch-chemischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen, für Vorgeschrittene, tägl. — **Storch**: Chemie der Metalle und technischen Metallgewinnung: II. und III. Gruppe des periodischen Systems, 2; Die wissenschaftlichen Grundlagen

der Maßanalyse, 1; Physikalische Chemie I: Chemische Statik und Dynamik, 2, IV: Elektrochemie, 3; Kleines physikalisch-chemisches Praktikum, zugleich Physikalische Methoden der Untersuchung von Nahrungsmitteln, I, Übungen, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen, 15. — **Ditz**: Chemische Technologie anorganischer Stoffe I: Chemische Großindustrie, 6; Übungen im anorganisch-technologischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend. — **Georgievics**: Chemische Technologie organischer Stoffe I, 5; Übungen im organisch-technologischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend. — **Gintl**: Enzyklopädie der technischen Chemie, 2; Chemie der Nahrungs- und Genußmittel und Untersuchung von Rohstoffen und Gebrauchsgegenständen, 3, Übungen, 8; Methoden der quantitativen Mineralanalyse, 2; Praktische Metallographie, 2, Übungen, 1 Nachmittag. — **Außerwinkler**: Photographie, 1, Übungen, 4, Photographisches Laboratorium, 4. — **Krasser**: Agrikulturchemie, 3; Technische Mykologie, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen für Vorgeschrittene, tägl. — **Sigmund**: Biochemie der Alkaloide, Glukoside und Gerbstoffe, 1; Ausgewählte Kapitel der Chemie für Kulturingenieure, 2. —

Carda: Mathematik, I, 6, Übungen, 2: Elemente der höheren Mathematik, 6, Übungen, 1; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 2; Ausgewählte Kapitel der Differential- und Integralrechnung, 2; Ausgewählte Kapitel der Differential- und Integralrechnung, Funktionen einer komplexen Variabeln. — **Weitzenböck**: Mathematik II, 6, Übungen, 2, für Handelslehrkandidaten, 3; Ausgewählte Kapitel der höheren Mathematik, 2. — **Rosmanith**: Versicherungsmathematik I, 4, IIa, 2, IIb, 2; Politische Arithmetik, 2. — **Mack**: Darstellende Geometrie, 4; Konstruktive Übungen, 6; Geometrie der Lage, 3. — **Grünwald**: Ausgewählte Abschnitte aus der Bewegungslehre starrer Körper, 2. — **Pöschel**: Allgemeine Mechanik, 3, Übungen, 1, Graphische Übungen, 2; Flugtechnik, 3. — **Geißner**: Enzyklopädie der Mechanik, 3. — **Haerpfer**: Elemente der niederen Geodäsie, 2, Übungen, 2; Theorie der Kartenprojektionen, 1. — **Adamczik**: Niedere Geodäsie, 4½, Übungen, 2; Höhere Geodäsie, 3, Übungen, 2; Geodätisches Rechnen I, 2, II, 2. — **Funk**: Gewöhnliche und partielle Differentialgleichungen, 2. — **Pöschl**: Kolloquium über neuere Arbeiten aus der technischen Mechanik (mit Körner und Funk), 2. — **Stransky**: Einführung in die höhere Mathematik, 2. —

Universität Rostock.

Heydweiller: Experimentalphysik: Optik, Magnetismus, Elektrizität, 5; Physikalische Übungen für Mathematiker und Naturwissenschaftler, 4; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Physikalisches Seminar (mit Weber), 1. — **Cohn**: Theorie des Lichts, 3; Grundlagen der Elastizitätslehre, 1. — **Weber**: Analytische Mechanik, 4; Elektrizität und Magnetismus, mit besonderer Berücksichtigung der Potentialtheorie, 2; Vektoranalysis, 1; Physikalische Übungen für Mediziner, 4; Wissenschaftlich-physikalische Arbeiten, tägl. —

N. N.: Spezielle anorganische Chemie, 2; Pharmazeutische Chemie, 2; Chemische Gleichgewichts- und Geschwindigkeitslehre, 2; Großes chemisches Praktikum: Analytische und anorganisch-präparative Arbeiten, tägl. außer Sonnabend. — Leitung wissenschaftlicher Arbeiten, tägl.; Kleines chemisches Praktikum, halbtägig; Übungen für Mediziner, mit Einführungsvorlesung (mit Stoermer), 3, für Nahrungsmittelchemiker (mit Klosmann), halbtägig. — **Stoermer**: Organische Chemie, 5; Chemie der Riechstoffe, 1; Analytische Chemie, 2; Übungen in der organischen Abteilung: a) Großes chemisches Praktikum, tägl., b) Leitung wissenschaftlicher Arbeiten, tägl.; Übungen in gerichtlich-chemischen Analysen, 7. — **Kümmell**: Chemische Verwandtschaftslehre: Chemische Statik und Kinetik, Thermochemie, 2. —

Staude: Algebra, 4; Theorie der Kurven und Flächen, 4; Mathematisches Seminar, 2. —

Technische Hochschule Stuttgart.

N. N.: Experimentalmechanik einschließlich Akustik, 2; Physikalische Messungen, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene; Handfertigkeits-Praktikum und Anleitung zu Demonstrationen, 3; Physikalisches Kolloquium, 2; Theoretische Physik, 3; Meteorologie, ausgewählte Kapitel, 1. — **Glocker**: Ausgewählte Kapitel aus der neueren Physik, 2. — **Veesenmeyer**: Grundlagen der Elektrotechnik: Konstruktionen und Anlagen (mit Heidenreich), 3, Seminar, 1, Übungen, 3; Dynamobau I, 1, II, 1; Elektrotechnische Maschinenkonstruktionen I (mit Heidenreich), 4, II, 4; Elektrische Betriebe I, 1, II, 1; Projektieren elektrischer Anlagen (mit Heidenreich), I, 4, II, 4. — **Emde**: Beschreibung des elektromagnetischen Feldes, 2, Übungen, 1; Wechselstromtechnik I, 2, Übungen (mit Liebert), 8, II, 2, Übungen (mit Liebert), 4. — **Herrmann**: Elektrische Meßinstrumente und Meßmethoden I, 1, Übungen (mit Streich), 8, II, 1, Übungen (mit Streich), 4; Schwachstromtechnik I, 2, Übungen (mit Streich), 4; Übungen in drahtloser Telegraphie, 4; Grundzüge der Elektrotechnik, 2. —

Gutbier: Anorganische Experimentalchemie, 5; Übungen im Laboratorium für anorganische Chemie und anorganisch-chemische Technologie (mit Schmidt); Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der anorganischen Chemie und anorganisch-chemischen Technologie (mit Schmidt). — **Küster**: Chemie natürlicher organischer Stoffe II, 1; Technische Chemie II: Organisch-chemische Großindustrie, 2; Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil, 2; Chemie der Nahrungsmittel, Genußmittel und Gebrauchsgegenstände, 2; Übungen im Laboratorium für organische Chemie, organisch-chemische Technologie und Pharmazie (mit Bauer), Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiet der organischen Chemie, organisch-chemischen Technologie, Pharmazie und Nahrungsmittelchemie (mit Bauer). — **Grube**: Physikalische Chemie I, 2; Elektrochemie, 2; Übungen im Laboratorium für physikalische Chemie und Elektrochemie; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiet der physikalischen Chemie und Elektrochemie. — **Kauffmann**: Chemische Technologie für Maschinen- und Bauingenieure: Brenn- und Leuchtstoffe, 1; Farbenchemie, 2; Radioaktivität und Elektronik, 1; Chemie der Benzolderivate, 2. — **Schmidt**: Analytische Chemie, 3; Chemisches Seminar, 2. — **Bauer**: Spezielle organische Chemie, 2; Analyse organischer Handelsprodukte, 1. —

Kutta: Höhere Mathematik II, 5, Übungen, 3, III, 4, Übungen, 2, IV, 1, Übungen, 1; Mathematisches Seminar, 2. — **Haller**: Ebene und sphärische Trigonometrie, 2, Übungen, 2 und 1. — **Kommerell**: Niedere Analysis, 4; Elemente der Differential- und Integralrechnung, 4, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der analytischen Geometrie des Raumes, 3. — **Mehmke**: Mathematisches Seminar, 1; Darstellende Geometrie (mit Reichert), 3, Übungen, 4; Graphisches Rechnen (mit Reichert), 1, Übungen, 2; Vektorenrechnung (mit Reichert), 3, Übungen, 1; Schatten- und Beleuchtungskonstruktionen (mit Reichert), 1, Übungen, 2; Perspektive (mit Reichert), 1, Übungen, 2. — **Kriemler**: Technische Mechanik, 4, Übungen, 2; Graphische Dynamik, 1; Die Theorie des Schiffes, 1. — **v. Hammer**: Ausarbeitung der geodätischen Aufnahmen, 2; Praktische Geometrie I: Vermessungskunde) 3, Übungen, 6; Geodätische Übungen für Geodäten (mit Heer), 4; Ausgleichungsrechnung: Methode der kleinsten Quadrate, 2; Kartenprojektionen für kartographische und geodätische Zwecke, 1, Übungen, 1; Photogrammetrie, mit Übungen, 2 und 1. —

Technische Hochschule Wien.

Mache: Physik, 6; Ausgewählte Kapitel der Physik, 2; Optik, 2. — **Flamm**: Physik, 5. — **Aigner**: Submarine Akustik in Theorie und Praxis, 2. — **Reithoffer**:

Enzyklopädie der Elektrotechnik, 2; Elektrische Schwingungen und Wellen, 2; Elektotechnik, Praktische Übungen I, 4. — **Primavesi**: Dynamobau, 5½, Konstruktionsübungen, 6. — **R. Moser**: Kommutatormotoren für Ein- und Mehrphasen-Wechselstrom, 2. — **N. N.**: Elektrotechnik: Praktische Übungen II, 4. — **Hochenegg**: Elektrische Arbeitsübertragung, 3; Bau und Betrieb elektrischer Anlagen, 2, Übungen, 4. — **Jüllig**: Elektrische Telegraphie und Eisenbahn-Signalwesen, 2. — **Zelisko**: Die Telegraphentechnik, 1. —

Bamberger: Allgemeine Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 6, Übungen, tägl. — **Böck**: Allgemeine Experimentalchemie II: Organische Chemie, 4; Chemie der synthetischen organischen Arzneimittel, 2. — **Vortmann**: Analytische Chemie, 4, Übungen, tägl. außer Sonnabend, für Vorgeschrittene, tägl. — **L. Moser**: Qualitative chemische Analyse, 2. — **Ulzer**: Technische Analyse organischer Stoffe, 2. — **Weißenberger**: Kolloidchemie, 1; Angewandte Chemie für Betriebsingenieure, 1. — **Praetorius**: Physikalisch-chemisches Messen und Rechnen, 1. — **Klimont**: Chemie der hydroaromatischen Verbindungen und Terpene, 2. — **Eder**: Photochemie und angewandte Photographie, 1; Photographisches Praktikum, 4. — **Abel**: Physikalische Chemie: Die Grundlehren der theoretischen Chemie und Elektrochemie B, 2; Physikalisch-chemisches Praktikum, 4; Konversatorium für neuere Probleme der theoretischen Chemie und Elektrochemie, 2. — **Jüptner**: Chemische Technologie anorganischer Stoffe, 5, Übungen, tägl. außer Sonnabend; Technische Feuerungen, 5. — **Paweck**: Technische Elektrochemie, 4; Ausgewählte Kapitel der technischen Elektrochemie, 2. — **Strache**: Beleuchtungsindustrie und Technologie der Heizgase, 2, Übungen, 4. — **Suida**: Chemische Technologie organischer Stoffe, 5, Übungen, tägl. außer Sonnabend. — **Oettinger**: Fette, Öle und Wachse, 1½; Übungen in der Technischen Mikroskopie, 2. — **Rub**: Die Bindung des atmosphärischen Stickstoffes, 1. — **Nußbaum**: Wichtigere Gebiete der elektochemischen Technologie: I, Elektrolyse der Alkalichloride, 1, III, Elektrische Öfen, 1. — **Dolch**: Grundlagen der Kohlenvergasung, 1. —

Zsigmondy: Mathematik I, 4, Übungen, 1. — **Rothe**: Mathematik I, 5; Elemente der Arithmetik und der Mengenlehre, 2. — **N. N.**: Mathematik II, 4, Übungen, 1; Elemente der höheren Mathematik, 4; Enzyklopädie der Mathematik, 3; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 3. — **Reich**: Algebra, 2. — **Tauber**: Versicherungsmathematik I, 4, II, 2. — **Förster**: Politische Arithmetik, 2. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik, 3; Mathematik der öffentlichen Versicherung, 3. — **Müller**: Darstellende Geometrie, 5, Konstruktionsübungen, 6; Die Abbildungsmethoden der darstellenden Geometrie, 2, Konstruktionsübungen, 2; Seminar für darstellende Geometrie, 2. — **Schmid**: Darstellende Geometrie, 4, Konstruktionsübungen, 6; Projektive Geometrie I, 3, Konstruktionsübungen, 2. — **Wieghardt**: Mechanik I: Mechanik der starren und flüssigen Körper, 6, Übungen, 1½. — **Jung**: Mechanik I: Mechanik der starren und flüssigen Körper, 5, Übungen, 2. — **Kirsch**: Mechanik II: Elastizitäts- und Festigkeitslehre, 5, Übungen, 2. — **Girtler**: Enzyklopädie der Mechanik, 4½; Theorie und Anwendung des Kreisels, nach Vereinbarung. — **Fillunger**: Analytische Mechanik des elastischen festen Körpers, 1½. — **Lechner**: Analytische Mechanik mit seminaristischen Übungen, 2. — **Wolf**: Einführung in die Elastizitätstheorie, 1½. — **N. N.**: Elemente der niederen Geodäsie, 4. — **Doležal**: Niedere Geodäsie, 6 und 7½, Übungen, 3; Ausgewählte Kapitel der Niederen Geodäsie, 1½; Geodätisches Seminar, 2; Photographische Meßkunst, 1½, Übungen, 2. — **Dokulil**: Übungen zur Niederen Geodäsie II, 3 und 5; Geodätisches Zeichnen: Situationszeichnen, 4; Technik des Katasterwesens, 2, Übungen, 2½; Technische Terrainlehre, 2. — **Schumann**: Höhere Geodäsie I, 2; Ausgewählte Kapitel aus höherer Geodäsie, 1; Übungen im Beobachten und Rechnen, 3. —

Universität Würzburg.

Wien: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, Magnetismus, Elektrostatik, 5; Praktische Übungen, 4 und 8; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Harms**: Theoretische Physik: Atomistik, Elektronentheorie, Quantentheorie, Relativitätstheorie, 4, Übungen, 2; Vektoranalysis, 1. — **Rau**: Neuere Ergebnisse der Spektralforschung, 2. —

Dimroth: Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 5; Chemisches Kolloquium (mit Emmert, v. Halban, Skraup), 14tägig, 2; Anorganisch-chemisches Praktikum (mit Emmert und Skraup), tägl. außer Sonnabend; Organisch-chemisches Praktikum, tägl.; Anleitung zu selbständigen Arbeiten (mit Emmert, v. Halban und Skraup), tägl.; Chemisches Praktikum für Mediziner und Zahnärzte (mit Emmert, Skraup), 4. — **Pauly**: Benzolchemie I, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Emmert**: Analytische Chemie, 3; Repetitorium der Grundbegriffe der Chemie, 1. — **v. Halban**: Grundzüge der physikalischen Chemie, 2, Übungen, 1; Moleküle und Atome, 1; Physikalisch-chemischer Einführungskurs, 4. — **Skraup**: Komplexverbindungen, 2; Chemie der Eiweißstoffe und Enzyme, 1. — **Hieber**: Metalle, 2. — **Heiduschka**: Chemische Technologie II, 4; Grundlage der Warenkunde des Welthandels II, 2; Pharmazeutische Präparatenkunde I: Anorganische und galenische Präparate, 3; Nahrungsmittelchemie II, 2; Gerichtliche Chemie I: Toxikologische Chemie, 2; Harnanalyse, mit Übungen, 2; Chemisches Praktikum: Praktische Übungen, einschließlich technisch-chemischer, gerichtlich-chemischer und nahrungsmittel-chemischer Arbeiten, tägl.; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum: Praktische Übungen, einschließlich der Übungen in den für den Apotheker wichtigen Sterilisationsverfahren, tägl. —

Rost: Theorie der gewöhnlichen Differentialgleichungen, 4; Politische Arithmetik, insbesondere Theorie der Lebensversicherung, 4, Übungen (mit Göpfert), 2 *g*; Sphärische Astronomie, mit Demonstrationen auf der Sternwarte, 4; Einführung in die analytische Geometrie der Ebene (mit Göpfert), 4 *g*; Kombinatorik und Determinantentheorie (mit Göpfert), 2 *g*; Übungen aus der Differential- und Integralrechnung für Fortgeschrittene (mit Göpfert), 2 *g*. — **v. Weber**: Differentialrechnung, 4, Übungen, 1 *g*; Analytische Mechanik I, 4, Übungen, 2 *g*. — **Hilb**: Elementare Reihenlehre, 4; Algebra, 4, Übungen, 1 *g*. —

Universität Zürich.

Meyer: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Ausgewählte Kapitel der Physik, 1; Repetitorium der Physik, 1 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3½, für Vorgerücktere, halbtägig, Ausführung selbständiger wissenschaftlicher Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Greinacher**: Ionenlehre der Gase, mit Experimenten, 1; Radiologisches Praktikum, 3½. — **Ratnowsky**: Elektromagnetische Theorie des Lichtes, 4, Übungen, 1; Über den inneren Bau der Atome, 1. — **Einstein**: Spezielle Kapitel der theoretischen Physik, 24 im ganzen. — **Wolfke**: Thermodynamik, 2. — **Tank**: Schwingungsprobleme der Mechanik und Elektrodynamik, 1. — **Meißner**: Bau und Gesetze der Linien- und Bandenspektren, 1; Interferenz-Spektroskopie, mit Demonstrationen, 1. — **Epstein**: Elektronentheorie, 3, Übungen, 1 *g*. —

N. N.: Anorganische Experimentalchemie, 5; Chemisch-analytisches Praktikum, tägl.; Chemisches Praktikum für Vorgerücktere: Präparative Arbeiten, Ausführung selbständiger Arbeiten, tägl., für Naturwissenschaftler, halbtägig. — **Abeljanz**: Qualitative chemische Analyse, 2; Anleitung zu chemischen Arbeiten, 1; Chemisches Kolloquium, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Mediziner, Veterinäre und Naturwissenschaftler, 3 Tage, für Lehramtskandidaten, 6; Übungen im Untersuchen von Nahrungs- und Genußmitteln, 4. — **Karrer**: Aromatische

Chemie I, 3; Chemie heterozyklischer Verbindungen, 1. — **Dubsky**: Geschichte der Chemie im 19. Jahrhundert, 1; Riechstoffe: Chemische Konstitution und Geruch, 1. — **Lifschitz**: Physikalische Chemie I: Einführung, 2; Einführung in die Photochemie, 2; Neuere Theorien der organischen Chemie, 1. — **Jantsch**: Chemische Technologie I, 2; Ausgewählte Kapitel aus der anorganischen Chemie, 2. — **Agthe**: Bestimmung der Atomgruppen in organischen Verbindungen, 1. —

Fueter: Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 4, Übungen, 1; Funktionentheorie, 4, Seminar über Funktionentheorie und Himmelsmechanik (mit Speiser), 1. — **Speiser**: Differential- und Integralrechnung I, 4, Übungen, 1; Differentialgleichungen der Himmelsmechanik, 4; Übungen zur Variationsrechnung, 1. — **Gonseth**: Angewandte Mathematik, inkl. Übungen, 4. — **Wolfer**: Einleitung in die Astronomie, 3, Übungen, 2; Bahnbestimmung von Planeten und Kometen, 2. —

Technische Hochschule Zürich.

Schweitzer: Physik I, 3, Repetitorium, 1; Optik, 2; Experimentalphysik II, 4, Repetitorium, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit N. N.), 4 und 8. — **N. N.**: Physik, 4, Repetitorium, 1; Wissenschaftliche Arbeiten im physikalischen Institut, 8, 12, 24. — **Wolfke**: Thermodynamik, 2; Mathematisch-physikalisches Seminar (mit Weyl), 2; Über den inneren Bau der Atome, mit Experimenten, 1. — **Piccard**: Ausgewählte Kapitel aus der Technik physikalischer Präzisionsmessungen, 2 *g*. — **Brentano**: Optik, 2 *g*. — **Dällenbach**: Grundbegriffe der Theorie des elektromagnetischen Feldes, 2. — **Früh**: Meteorologie und Klimatologie, 2. — **Barbieri**: Photographie I, 2 *g*; Photographisches Praktikum, 2. — **Kuhlmann**: Theoretische Elektrotechnik II, 4, Übungen, 2, IV, 4; Elektrotechnisches Laboratorium Ia, 8, IIb, 4 und 8; Elektrotechnische Konstruktionsübungen: Wechselstrom, 6. — **Tobler**: Elektrische Signalapparate für Eisenbahnen, 2; Schwachstromtechnik I, 1. — **Farny**: Elektrische Maschinen I: Gleichstrom, 3 *g*; Repetitorium, 1; Wechselstrom-Kommutatormotoren, 2 *g*. — **Wyssling**: Elektrische Anlagen I, 3, Übungen, 3. — **Wirz**: Apparate- und Maschinenprüfungen elektrotechnischer Betriebe, 1. —

Winterstein: Anorganische Chemie, 4, Repetitorium, 1; Chemie der Alkaloide und ihre Wirkungen, 1; Agrikulturchemisches Praktikum, 3 u. 16, für Vorgerücktere, tägl.; Anleitung zu den Übungen, 1.; Physiologisch-chemisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl. — **Baur**: Physikalische Chemie II, 2, Repetitorium, 1; Allgemeine Elektrochemie, 2, Repetitorium, 1; Physikalisch-chemisches Praktikum, 8; Elektrochemisches Praktikum, 4, für Elektrochemiker, 8; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Laboratorium für Vorgerücktere, tägl. — **Boßhard**: Anorganische chemische Technologie I: Wasser, Salze, Säure, 4, Repetitorium, 1; Chemische Technologie der Wärme und der Brennstoffe, 2, Repetitorium, 1; Metallurgie, 2, Repetitorium, 1; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Fierz**: Organische Technologie I: Gespinstfasern, Bleicherei, Färberei, 3, Repetitorium, 1, II: Fette, Öle, Natürliche Kohlenwasserstoffe, 1, Repetitorium, 1; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24; Chemisches Laboratorium für Vorgerücktere, tägl.; Farbenchemisches Praktikum, tägl. — **Misslin**: Technologie der Azofarbstoffe, 1 *g*; Technologie der wichtigsten organischen Zwischenprodukte, 1 *g*. — **Ott**: Die Leucht- und Heizgasindustrie, 1 *g*. — **Ruzicka**: Chemie der Terpene und heterozyklischen Verbindungen, 2. — **Staudinger**: Anorganische Chemie, 5, Repetitorium, 1; Organische Chemie, spezieller Teil I, 2, Repetitorium, 1; Chemisches Praktikum, 24, 10 und 16, für Vorgerücktere, tägl.; Seminaristische Übungen (mit Schröter), 1. — **Treadwell**: Analytische Chemie I: Einführung in die qualitative und quantitative Analyse, 2, Repetitorium, 1; Chemie, 2, Repetitorium, 1; Analytisches Praktikum, 20, 16 u. 10, für Vorgerücktere, tägl.; Chemisches Praktikum, 24. — **Wiegner**: Agrikulturchemie I: Bodenkunde und allgemeine Düngerlehre, 3; Landwirtschaftlich-chemische Technologie: Zucker- und Spiritusfabrikation, 2; Chemie der Milch und Milchprodukte, 1; Anleitung zu den Übungen im agrikulturchemischen Laboratorium, 1; Agrikulturchemisches Praktikum, 8 und 16, für Vorgerücktere, tägl.; Kolloidchemie, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Fütterungslehre, 2. — **Zschokke**: Militärsprengtechnik, eingeschlossen Spreng- und Triebmittel, 2. —

N. N: Algebraische Gleichungen, 4; Mathematisches Seminar, 2. — **Amberg**: Mathematische Probleme der Sozialversicherung, 1 *g*. — **Baeschlin**: Vermessungskunde II, 4, Repetitorium, 1; Ausgewählte Kapitel aus der Vermessungskunde, 3, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Geodätisches Praktikum, 2; Höhere Geodäsie, 3, Repetitorium, 1. — **Beyel**: Rechenschieber mit Übungen, 1; Darstellende Geometrie, 2; Axonometrie und Perspektive, 2. — **Fehr**: Katasterwesen, 1 *g*. — **Franel**: Höhere Mathematik, I, 6, Repetitorium, 1, Übungen, 2, III, 3, Übungen, 1. — **Gonseth**: Variationsrechnung, 1; Gleichungen mit partiellen Abteilungen, 2. — **Großmann**: Darstellende Geometrie, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 4; Ebene algebraische Kurven, 2. — **Hirsch**: Höhere Mathematik I, 6, Repetitorium, 1, Übungen, 2, III, 3, Übungen, 1. — **Kienast**: Elastizitätstheorie, 2. — **Kollros**: Beschreibende Geometrie, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 4; Mathematik, 3, Übungen, 1. — **Kraft**: Die Grundkräfte der Welt, 1; Geometrische Analysis, 3; Analytische Mechanik, 3. — **Meissner**: Mechanik II, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel der technischen Elastizitätslehre, 2. — **Polya**: Einführung in die Analysis reeller Größen I, 2 *g*; Analytische Mechanik, 2. — **Rudio**: Höhere Mathematik, 5, Übungen, 2. — **Weyl**: Analytische Geometrie, 2, Übungen, 1; Differentialgleichungen, 4; Mathematisches Kolloquium (mit Polya), 1. — **Wolfer**: Einleitung in die Astronomie, 3, Übungen, 2; Bahnbestimmung von Planeten und Kometen, 2. —

Angebote.

Physiker

mit Staatsexamen und Doktortitel, der Lehr- und Vorlesungsassistent an einem physikalischen Institut einer deutschen Universität war und während des Krieges als Ingenieur die wissenschaftlichen und aerodynamischen Versuche einer ersten Flugzeugfirma selbständig leitete, sucht Wirkungskreis in der aerodynamischen oder Motor-Industrie. Angebote unter **S. H. 557** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2 erbeten.

Für die Schriftleitung verantwortlich Professor Dr. Peter Debye in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.